

ÜBER PSYCHOLOGISCHE UND METHODISCHE GRUNDLAGEN DER LAUTHEIT

von E. ZWICKER

Laboratorium für Nachrichtentechnik der Technischen Hochschule Stuttgart

Zusammenfassung

Es werden Lautheitsmessungen (Halbierung und Verdopplung) an 1000-Hz-Tönen, gleichmäßig anregendem Rauschen und weißem Rauschen durchgeführt. An denselben Schallen werden Lautstärkevergleiche angestellt. Vergleiche zwischen den Lautheitsmessungen und den Lautstärkevergleichen zeigen nur mäßige Übereinstimmung. Während die Lautstärkevergleiche sich im Ringversuch gut bestätigen, stimmen die Ergebnisse der Lautheitsmessungen untereinander nicht gut überein. Es werden daher die Ergebnisse der Lautstärkevergleiche denjenigen der Lautheitsmessungen vorgezogen.

Es wird angenommen, daß eine grundlegende Lautheitkurve existiert, die sowohl für die Empfindung der Lautstärke von Sinustönen als auch für diejenige von Geräuschen maßgebend ist. Dem Versuch, diese Lautheitkurve zu bestimmen, wird zugrunde gelegt, daß die Elementar-Lautheiten in den Kopplungsbreiten — entsprechend Bereichen von 1,3 mm Länge auf dem Cortischen Organ — gebildet und im Gehirn zur Gesamtlautheit summiert werden. Da ein Sinuston die Basilmembran in einem weiten Bereich in Schwingung versetzt und das Cortische Organ in einem entsprechend weiten Bereich erregt, muß sich die Lautheit eines Sinustones bereits aus mehreren Teillautheiten zusammensetzen. Danach ist es aber prinzipiell nicht möglich, mit Hilfe der gebräuchlichen Lautheitkurve des 1-kHz-Tones die Lautstärke von breitbandigen Geräuschen zu berechnen.

Aus gemessenen Mithörschwellen von Schmalbandgeräuschen und den eben wahrnehmbaren Intensitätsänderungen wird die Erregung des Cortischen Organs bestimmt, von der angenommen wird, daß sie über eine Potenzfunktion mit der Elementarlautheit in Zusammenhang steht. Der Exponent der Potenzfunktion und damit der Funktion der Elementarlautheit wird aus Lautstärkevergleichen bestimmt. Die Hörschwelle, deren Anstieg bei tiefen Frequenzen auf einen Anstieg der inneren Fluktuation zurückgeführt wird, spielt bei kleinen Pegeln für die Elementarlautheit eine entscheidende Rolle.

An zwei Kontrollversuchen wird gezeigt, daß die Lautheit von einem Ton bzw. einem Schmalbandgeräusch tatsächlich schon eine zusammengesetzte Lautheit ist. Meßergebnisse und Berechnungen, die mit dem angegebenen Verfahren durchgeführt wurden, zeigen gute Übereinstimmung.

Zur praktischen Anwendung bei Dauergeräuschen und bei Sinustönen wird ein Schablonenverfahren angegeben, das es erlaubt, aus dem Frequenzgruppenpegeldiagramm ohne die Kurven gleicher Lautstärke ein anschauliches Bild von den Einzellautheiten zu zeichnen. In diesem Bild treten Anteile des Frequenzspektrums, die große subjektive Lautheiten verursachen, durch große Flächen hervor. Die Gesamtfläche entspricht der Gesamtlautheit. Das Schablonenverfahren wird an Geräuschen erprobt. Auch die Kurven gleicher Lautstärke, auf denen das Berechnungsverfahren nirgends basiert, lassen sich mit seiner Hilfe in guter Übereinstimmung mit gemessenen Werten berechnen.

Summary

Loudness measurements (halving and doubling) are made with 1000 c/s tones, uniformly stimulating noise and white noise. The same sounds are also compared in loudness level. The comparison between the loudness and the loudness level measurements shows only lesser agreement. No sufficient agreement is found in the loudness measurements whereas the loudness level comparisons confirm themselves in control experiments. Therefore the results of the loudness level comparisons are preferred.

It is supposed that a basic loudness function is existing, which is responsible for the sensation of both the loudness of sinusoidal tones and the loudness of noises. The determination of this loudness function is based on the assumption, that the basic loudnesses are formed in the "Kopplungsbreiten" — corresponding to a length of 1.3 mm on the organ of Corti — and that they are summed up to the total loudness in the brain. Since a sinusoidal tone produces a vibration of the basilar membrane over a wide range and stimulates the organ of Corti in a corresponding wide range, the loudness of a sinusoidal tone must already be composed of several partial loudnesses. Therefore it is, as a matter of principle, not possible to calculate the loudness level of broad band noises with the help of the usual loudness curve of the 1000 c/s tone.

The stimulation of the organ of Corti, which is assumed to be connected with the basic loudness by a power function, is determined from measured masking thresholds of narrow band noises and from the just noticeable differences of intensity. The exponent of the power function and, in connection with that, the function of the basic loudness is obtained from loudness level matching. The slope of the threshold at the low frequency end is ascribed to an increase of the inner fluctuation. The threshold produced by this fluctuation plays an important role for the basic loudness at low levels.

Two control experiments indicate that the loudness of a tone of a narrow band noise is a composed loudness in fact. Results of the measurements and calculations made with the given method show good agreement.

For practical use a procedure of patterns is described giving the possibility to draw an intuitive picture of the single loudnesses of continuous noises and of sinusoidal tones. For this procedure it is necessary to know the sound pressure level in each "Frequenzgruppe". The equal loudness level contours are not required. In this schematic picture those parts of the frequency spectrum producing high subjective loudness are emphasized by large areas. The total surface corresponds to the total loudness. Some noises are measured and calculated in loudness to test the procedure. The equal loudness level contours, which are not used in the procedure, can also be calculated and show a good agreement with measured data.

Sommaire

On fait des mesures d'intensité auditive (appréciations de l'intensité moitié et de l'intensité double) sur des sons à 1000 Hz, des bruits d'excitation uniforme et des bruits blancs. On a procédé aussi, sur ces mêmes sons, à des comparaisons des intensités sonores. On n'a obtenu qu'un accord médiocre entre les résultats des mesures d'intensité auditive et celles des intensités sonores. Alors que les comparaisons des intensités sonores sont bien reproductibles, il n'en est pas de même des résultats des mesures de l'intensité d'écoute. C'est pourquoi on préfère utiliser les résultats des comparaisons des intensités sonores.

On suppose qu'il existe une courbe fondamentale d'intensité auditive qui caractérise aussi bien la sensation d'intensité sonore de sons sinusoïdaux que celle de bruits. La détermination de cette courbe d'intensité auditive a pour base l'hypothèse de la formation d'intensités subjectives élémentaires dans des régions de couplage qui correspondent à 1,3 mm de longueur sur l'organe de Corti, et qui s'additionnent dans le cerveau pour constituer l'intensité auditive totale. Comme un son sinusoïdal fait osciller la membrane basilaire dans une large région et excite l'organe de Corti, dans un large domaine correspondant, l'intensité auditive d'un son sinusoïdal doit déjà se composer de plusieurs intensités auditives partielles. Mais il n'est alors pas possible, en principe, de calculer l'intensité sonore de bruits ayant une large bande à partir de la courbe usuelle d'intensité auditive du son à 1 kHz.

On détermine, à partir des résultats de mesures des seuils auditifs de bruits à bande étroite et des variations d'intensité tout juste perceptible, l'excitation de l'organe de Corti, dont on suppose qu'elle est reliée à l'intensité auditive élémentaire par une fonction exponentielle. On détermine la valeur de l'exposant de cette fonction et par conséquent la fonction intensité auditive élémentaire à partir des résultats de la comparaison des intensités sonores. Les seuils d'audition, dont l'augmentation aux basses fréquences est attribuée à un accroissement de la fluctuation interne, jouent un rôle déterminant aux faibles niveaux de l'intensité auditive élémentaire.

On montre au moyen de deux essais de contrôle que l'intensité auditive d'un son ou d'un bruit ayant une bande étroite est déjà effectivement une intensité auditive composée. Les résultats des mesures et ceux des calculs effectués par le procédé indiqué sont en bon accord.

On décrit un procédé à gabarits, pratiquement applicable aux bruits continus et aux sons sinusoïdaux, qui permet d'avoir une représentation suggestive des différentes intensités auditives à partir du diagramme des niveaux des groupes de fréquences, sans avoir recours aux courbes d'égale intensité sonore. Sur cette représentation, les parties du spectre de fréquences causant des grandes intensités auditives subjectives apparaissent sous la forme de grandes surfaces. La surface totale correspond à l'intensité auditive globale. Ce procédé des gabarits a été appliqué à des bruits. Ici encore, les courbes d'égale sonore, auxquelles le procédé de calcul n'a aucunement recours, sont en bon accord avec les résultats de mesures.

Einleitung

Lautheit, Verdeckung und eben wahrnehmbarer Intensitätsunterschied sind drei Kenngrößen unseres Gehörs, die ihrem Wesen nach nicht unmittelbar miteinander verknüpft sind. Dennoch gibt es Grenzfälle, die bei genauerer Untersuchung darauf hinweisen, daß ein Zusammenhang zwischen diesen

Kenngrößen bestehen muß. So nimmt z. B. die Lautheit eines Tones oder eines Geräusches mit wachsendem Schalldruck zu. Gleichzeitig wächst aber auch derjenige Teil der Hörfläche, der von der Mithörschwelle und der Ruhehörschwelle begrenzt wird. Dies gilt für Töne und Geräusche in gleicher Weise, so daß FLETSCHER [1], [2] veranlaßt wurde, ein Verfahren zur Lautheitsberechnung daraus abzulei-

ten, dem ähnliche Gedankengänge zugrunde liegen, wie sie in dieser Arbeit teilweise verwendet wurden.

Der Zusammenhang zwischen Verdeckung und eben wahrnehmbarer Intensitätsschwankung ist nicht so augenfällig, wird jedoch am deutlichsten, wenn wir weißes Rauschen sowohl als verdeckendes Geräusch als auch als verdecktes Geräusch verwenden. Die Bestimmung der Intensitätsunterschiedsschwelle unterscheidet sich dann nicht mehr von der Bestimmung der Mithörschwelle. MILLER [3] ist diesem Zusammenhang nachgegangen und konnte ihn in Gleichungen ausdrücken. Später wurden Zusammenhänge zwischen Unterschiedsschwellen und Verdeckung auch für beliebige Dauergeräusche und Sinustöne beschrieben [4].

Die Zusammenhänge nicht nur zwischen je zwei der Kenngrößen in speziellen Fällen, sondern zwischen den drei Kenngrößen in ganz allgemeiner Form zu klären, war die Aufgabe, die wir uns stellten. Außerdem sollte geklärt werden, welche prinzipiellen Unterschiede bei der Bildung der Lautheit von Geräuschen und von Sinustönen bestehen, um die Verwendbarkeit der 1000-Hz-Ton-Lautheitkurve bei der Berechnung der Lautheit von Geräuschen nachzuprüfen. Zur Lösung wurden Lautheit- und Lautstärkevergleichsmessungen an Tönen und Geräuschen durchgeführt. Auch Mithörschwellen wurden in großer Zahl neu aufgenommen. Dagegen wurde die Kenngröße der Intensitätsunterschiedsschwelle aus früheren Arbeiten entnommen und nur stichprobenweise nachgeprüft und bestätigt.

1. Lautheitsmessungen und Lautstärkevergleiche

1.1. Versuchsdurchführung und Darstellung

Sowohl Lautheitsmessungen als auch Lautstärkevergleiche wurden nach der Methode des Grenzverfahrens [5] (method of tracking [6]), wie sie auch beim BÉKÉSY-Audiometer verwendet wird, durchgeführt. Genauere Angaben finden sich in einer früheren Arbeit [7]. Als Darbietungszeit wurden 0,8 s, als Pausenzeit 0,2 s gewählt. Der Beobachter hatte die Möglichkeit, über eine veränderbare Eichleitung den einen der beiden Schalle im Pegel zu verändern, während der andere konstant blieb. Seine Angaben über die Grenzen (mehr als halb so laut – weniger als halb so laut; mehr als doppelt so laut – weniger als doppelt so laut; zu laut – zu leise) wurden direkt im Pegel registriert. Der arithmetische Mittelwert des Pegels wurde als Meßpunkt gewertet. An den Messungen nahmen jeweils mindestens 12 Beobachter teil, die zu Beginn, abgesehen von zweien, als ungeübt bezeichnet werden konnten. Die Auswertung der Meßergebnisse aller Beobachter wurde so vorgenommen, daß als Mittelwert derjenige Wert bezeichnet wurde, über dem bzw. unter dem je 50%

aller Meßwerte liegen. Als Maß für die Streuung ist in der Darstellung der Meßergebnisse der Bereich angegeben, innerhalb dessen 50% aller Meßwerte liegen, und zwar 25% über dem Mittelwert und 25% unter demselben.

Sämtliche Messungen wurden beidohrig mit einem entzerrten [8] dynamischen Kopfhörer durchgeführt.

1.2. Verdopplung und Halbierung der Lautheit von 1000-Hz-Tönen

Bei der ersten Versuchsreihe sind wir in der Weise verfahren, daß von kleinen Pegeln (10 dB) beginnend der Pegel, bei dem die Verdopplung gemessen werden sollte, von Meßpunkt zu Meßpunkt jeweils um 10 dB erhöht wurde. In Bild 1 ist in Abhängig-

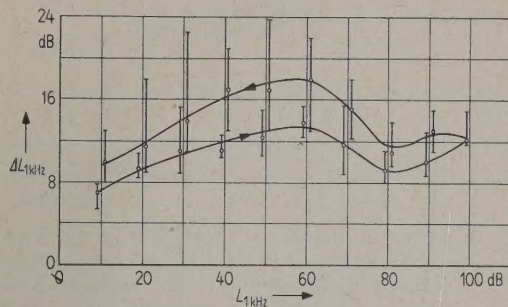


Bild 1. Diejenige Pegelerhöhung ΔL des 1-kHz-Tones, die zur Erzeugung des doppelten Lautheitseindrucks vom Beobachter eingestellt wird, ist in Abhängigkeit vom Pegel des Tones aufgetragen. Die eine Meßreihe wurde bei Erhöhung des Pegels, die andere bei Erniedrigung des Pegels von Meßpunkt zu Meßpunkt durchgeführt. Der Bereich, innerhalb dessen 50% aller Meßwerte liegen, und der Mittelwert der 12 Beobachter (Kreise) sind angegeben.

keit vom Pegel diejenige Pegelerhöhung ΔL aufgetragen, die benötigt wurde, damit ein 1000-Hz-Ton doppelt so laut erscheint wie der 1000-Hz-Ton beim Ausgangspegel. Bei 10 dB Ausgangspegel war ΔL etwa 7 dB, bei 100 dB etwa 12 dB. Nach einer kurzen Pause wurde nun von 100 dB an der Ausgangspegel jeweils um wieder 10 dB verändert, aber diesmal erniedrigt, und dieselbe Messung noch einmal bei den gleichen Ausgangspegeln durchgeführt. In Bild 1 zeigt die untere Kurve die Ergebnisse bei steigendem Ausgangspegel während einer Meßreihe und die obere Kurve die Ergebnisse derselben Messung bei fallendem Ausgangspegel.

Die Mittelwerte der Abwärtsmessung liegen alle über denjenigen der Aufwärtsmessung. Außerdem ist besonders bei mittleren und kleinen Pegeln die Streuung bei der Abwärtsmessung wesentlich größer. Offenbar wird das Gehör bei seiner Urteilsfähigkeit von dem vorhergehenden lauten Ton noch beeinflusst, und zwar in der Weise, daß der Meßwert höher liegt

und die Angaben unsicherer werden. Stichproben ergaben, daß die Aufwärtsmessung praktisch mit derjenigen Messung, die nach vorhergehender vollkommener Ruhe durchgeführt wird, übereinstimmt. Wir haben uns aus diesem Grund und weil uns im wesentlichen doch nur relative Vergleiche interessieren, entschlossen, immer nur Aufwärtsmessungen durchzuführen. Für die Aufstellung der Lautheitskurve von Tönen scheint dieser Effekt jedoch wichtig und einer Berücksichtigung wert zu sein [9].

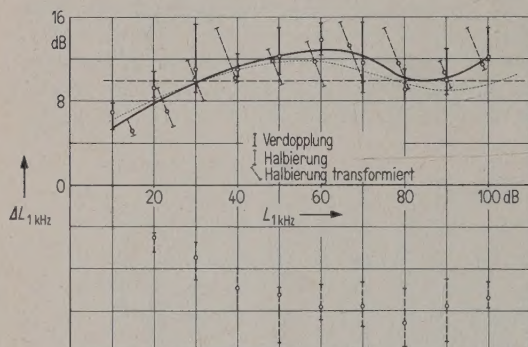


Bild 2. Pegelunterschiede bei Verdopplung und Halbierung der Lautheit des 1-kHz-Tones. Zum Vergleich sind die Meßwerte der Halbierung so transformiert, daß sie denjenigen einer Verdopplung entsprechen. Vorschlag für die Lautheit des 1-kHz-Tones nach STEVENS (gestrichelt), Messungen von ROBINSON (punktiert).

In Bild 2 sind die Ergebnisse von Aufwärtsmessungen für Verdopplung und Halbierung der Lautheit von 1000-Hz-Tönen aufgetragen. Die Verdopplungen sind mit ausgezogenen Streubereichen bei positiven ΔL -Werten angegeben, die Halbierungen bei negativen. Es ist nun von Interesse, die beiden Messungen, Verdopplung und Halbierung, vergleichen zu können. Zu diesem Zweck wurden die Ergebnisse der Halbierung zu den Ergebnissen der Verdopplung transformiert. Sie sind in Bild 2 gestrichelt eingezeichnet und in der Weise entstanden, daß z. B. der zu 30 dB gehörende Mittelwert der Halbierung von $\Delta L = -7$ dB bei $30 \text{ dB} - 7 \text{ dB} = 23 \text{ dB}$ eingetragen wird. Der Streubereich liegt jetzt nicht mehr senkrecht, sondern schräg, und zeigt auf den 30-dB-Punkt auf der Abszisse hin, was durch Umrechnung der Halbierungswerte leicht festgestellt werden kann.

Ein Vergleich der beiden Ergebnisse zeigt, daß bei kleinen Pegeln die Mittelwerte der transformierten Halbierung unter denjenigen der Verdopplung liegen. Bei hohen Pegeln dagegen ist es umgekehrt, was mit den Angaben von STEVENS [10] und ROBINSON [9] übereinstimmt. Die ausgezogene Kurve zeigt einen Mittelwert, der allen Meßergebnissen für den 1000-Hz-Ton am besten gerecht wird. Im Vergleich

zu den Ergebnissen anderer Autoren (ROBINSON: punktiert, STEVENS: gestrichelt) liegen unsere Werte bei großen Pegeln etwas höher, jedoch fast immer innerhalb des Streubereiches.

1.3. Verdopplung und Halbierung der Lautheit von Geräuschen

Um zu sehen, wie weit die mit 1000-Hz-Tönen durchgeführten Lautheitsmessungen für alle möglichen Schalle Gültigkeit haben, verwendeten wir ein Geräusch, welches das Cortische Organ möglichst gleichmäßig erregen sollte. Dies schien uns dadurch möglich zu sein, daß wir ein Rauschen herstellten, dessen Intensitäts-Frequenzverteilung so beschaffen ist, daß in jede Frequenzgruppe [11], [12] dieselbe Intensität fällt. Wir erreichten dies, indem wir einem Rauschgenerator, der weißes Rauschen abgibt, ein Filter nachgeschaltet haben, das einen Frequenzgang der Dämpfung besitzt, welcher der Verbreiterung der Frequenzgruppe mit steigender Frequenz entspricht (Bild 3). Der Pegel dieses Rauschens wurde, da er eine gleichmäßige Anregung verursachen soll, mit L_{gaR} bezeichnet.

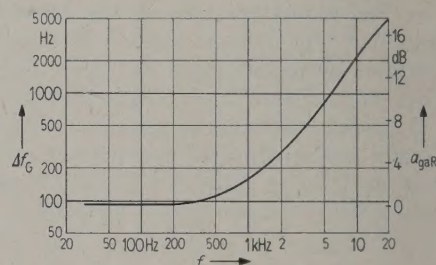


Bild 3. Frequenzbandbreite Δf_G der Frequenzgruppe in Abhängigkeit von der Mittenfrequenz f . Der Ordinatenmaßstab rechts gibt die Dämpfung a_{gaR} als Funktion der Frequenz an, die das Filter besitzt, das gleichmäßig anregendes Rauschen aus weißem Rauschen herstellt.

Die Verdopplung und Halbierung der Lautheit wurde wiederum als Aufwärtsmessung und in gleicher Weise wie beim 1000-Hz-Ton durchgeführt. Die Ergebnisse sind in Bild 4 dargestellt. Die Tendenz, daß bei hohen Pegeln die ΔL -Werte der Hal-

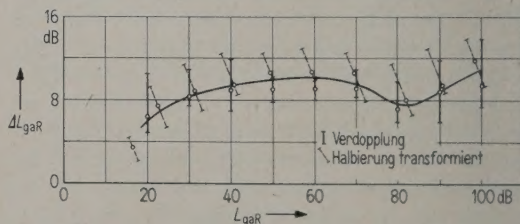


Bild 4. Pegelunterschiede bei Verdopplung und Halbierung (transformiert) der Lautheit bei gleichmäßig anregendem Rauschen als Funktion des Pegels.

bierung über denjenigen der Verdopplung liegen, ist deutlich, dagegen tritt die Umkehrung bei kleinen Pegeln nicht auf. Im Vergleich zu den Ergebnissen des 1000-Hz-Tones ist die absolute Größe der ΔL -Werte um 2 bis 3 dB kleiner, die Abhängigkeit vom Pegel dagegen ist sehr ähnlich.

Als weitere Messung, und um den Anschluß an die in der Literatur angegebenen Werte zu erhalten, wurde die Verdopplung und die Halbierung der Lautheit bei weißem Rauschen gemessen. Bild 5 zeigt die Ergebnisse, wonach die absolute Größe der ΔL -Werte etwa 1 bis 2 dB unter denjenigen für den 1000-Hz-Ton liegen, während die Tendenz der Abweichung zwischen Halbierung und Verdopplung und auch die Abhängigkeit vom Pegel den Messungen am 1000-Hz-Ton entsprechen. Demnach scheint das weiße Rauschen zwischen dem Sinuston und dem gleichmäßig anregenden Rauschen zu liegen. Die Meßergebnisse stimmen mit den von STEVENS gesammelt wiedergegebenen Ergebnissen anderer Autoren [13] recht gut überein, vor allem auch in der Tendenz, daß die ΔL -Werte für den 1000-Hz-Ton höher liegen als diejenigen für weißes Rauschen.

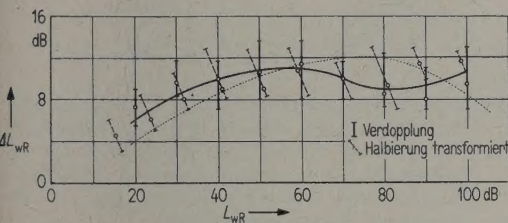


Bild 5. Pegelunterschiede bei Verdopplung und Halbierung (transformiert) der Lautheit bei weißem Rauschen als Funktion des Pegels. Punktiert eingetragen sind die von ROBINSON [9] angegebenen Werte.

1.4. Die Lautheitkurven

Mit Hilfe der in den Bildern 2, 4 und 5 durch die einzelnen Meßwerte gezogenen Kurven, die etwa dem unserer Meinung nach besten Mittelwert entsprechen, sind in Bild 6 die Lautheitkurven für den 1000-Hz-Ton (ausgezogen), für weißes Rauschen (strichpunktiert) und für gleichmäßig anregendes Rauschen (gestrichelt) konstruiert worden. Die Neigung der Kurven läßt sich bei dieser Darstellung gut vergleichen und wir erkennen, daß die Lautheitkurve für weißes Rauschen steiler verläuft als diejenige für den 1000-Hz-Ton und diejenige für gleichmäßig anregendes Rauschen sogar noch steiler. Wie schon STEVENS [13], so stellen auch wir die Frage, ob es gelingt, die Abweichungen der Lautheitkurven dieser drei verschiedenen Schalle durch Lautstärkevergleichsmessungen zu bestätigen. Sollten diese Lautstärkevergleiche, die wir mit möglichst denselben Beobachtern durchfüh-

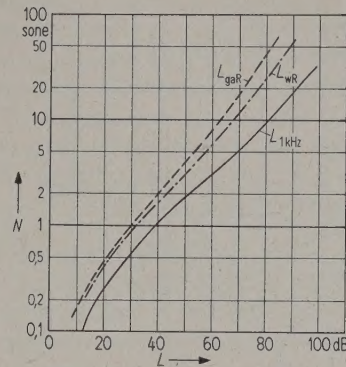


Bild 6. Lautheitkurven, wie sie aus den in den Bildern 2, 4 und 5 dargestellten Lautheitsmessungen für 1-kHz-Töne, gleichmäßig anregendes Rauschen und weißes Rauschen hervorgehen. Der Punkt 1 sone = 40 dB ist als Fixpunkt gewählt.

ren, jedoch andere Lautheitkurven ergeben, so erweitert sich die Fragestellung insofern, als dann zu klären ist, ob den Lautheitsmessungen oder den Lautstärkevergleichen mehr Gewicht beigelegt werden muß; welche von beiden Messungen also die genaueren Ergebnisse liefert.

1.5. Lautstärkevergleich 1000-Hz-Ton – gleichmäßig anregendes Rauschen

Da die Abweichungen zwischen den Lautheitkurven des 1000-Hz-Tones und des gleichmäßig anregenden Rauschens am stärksten waren und weil wir annehmen, daß der Unterschied in der Erregung des Cortischen Organs, den diese beiden Schalle hervorrufen, besonders groß ist, haben wir dem Lautstärkevergleich zwischen dem 1000-Hz-Ton und gleichmäßig anregendem Rauschen besondere Sorgfalt gewidmet. Wir konnten den Vergleich in einem verhältnismäßig großen Intensitätsbereich und bei 20 Beobachtern durchführen. Um systematische Fehler möglichst auszuschalten, wurden die Vergleiche auf zwei Arten durchgeführt. Einmal hatte der Beobachter die Möglichkeit, den Ton zu verändern, um ihn gleich laut wie das fest eingestellte Rauschen zu machen. Das zweite Mal wurde das Rauschen verändert und einem im Pegel festen 1000-Hz-Ton angeglichen. Bild 7 zeigt die Meßergebnisse für beide Arten der Messung. Die Abweichungen betragen z. T. über 10 dB, z. T. sind sie verschwindend gering, besonders bei hohen Pegeln. Bei mittleren und kleinen Pegeln hingegen wird der veränderliche Schall offenbar immer zu laut eingestellt. Ein Ergebnis, das von STEVENS [13] auch beobachtet wurde.

Die gestrichelte Kurve zeigt die beste Näherung für den Mittelwert aller Ergebnisse. Aus ihr ersuchen wir, daß bei kleinen Pegeln (etwa 15 dB) Rauschen und Sinuston gleich laut sind, wenn auch die Pegel gleich sind. Bei mittleren Pegeln dagegen ist ein

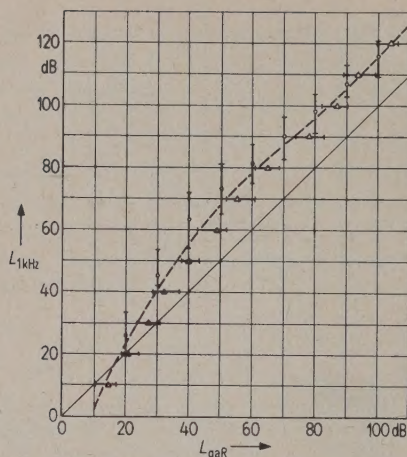


Bild 7. Lautstärkevergleiche zwischen 1-kHz-Tönen und gleichmäßig anregendem Rauschen. Aufgetragen sind die 50%-Bereiche und die Mittelwerte, die aus den Messungen von 20 Beobachtern gewonnen wurden, wenn der Ton dem Rauschen (Kreise), bzw. wenn das Rauschen dem Ton in der Lautstärkeempfindung angeglichen wurde (Dreiecke). Die gestrichelte Kurve ist ein Mittelwert aus beiden Messungen.

Unterschied von fast 20 dB vorhanden in der Weise, daß z. B. ein 55 dB starkes Rauschen gleich laut ist wie ein 74 dB starker 1000-Hz-Ton. Bei hohen Pegeln dagegen nimmt die Differenz der Schalldruckpegel, die gleich laut erscheinen, wieder ab, wie dies besonders deutlich aus Bild 8 hervorgeht. Dort ist

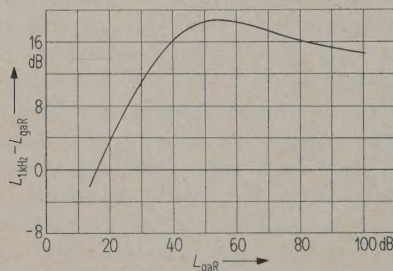


Bild 8. Differenz der effektiven Schalldruckpegel von 1-kHz-Tönen und gleichmäßig anregendem Rauschen, wenn beide Schalle gleich laut erscheinen (Auswertung der gestrichelten Kurve von Bild 7).

die in Bild 7 gestrichelt gezeichnete Kurve als Pegelunterschied gegen die 45°-Linie herausgezogen, d. h. es ist der Pegelunterschied zwischen dem 1000-Hz-Ton und gleichmäßig anregendem Rauschen in Abhängigkeit vom Pegel des gleichmäßig anregenden Rauschens aufgetragen, wenn beide Schallereignisse gleich laut erscheinen.

1.6. Vergleich zwischen Lautheitsmessungen und Lautstärkevergleichen

Gehen wir von der Lautheitkurve aus, wie wir sie für den 1000-Hz-Ton gemessen haben und wie sie in Bild 6 dargestellt ist, so können wir uns mit Hilfe

der Angaben von Bild 8 eine Lautheitkurve für das gleichmäßig anregende Rauschen konstruieren. Wir tun dies, indem wir für die Schalldruckpegel von Sinustönen und Rauschen, von denen wir wissen, daß sie gleich laut sind, dieselben sone-Werte eintragen. In Bild 9 ist dies ausgeführt und die punktierte Kurve zeigt die so entstandene Lautheitkurve für gleichmäßig anregendes Rauschen im Vergleich zur Ausgangskurve, der Lautheit des 1000-Hz-Tones. Wir können die konstruierte Lautheitkurve mit derjenigen, die wir für gleichmäßig anregendes Rauschen unmittelbar gemessen haben (Bild 6), vergleichen. Während in Bild 6 die Neigungen der Lautheit-

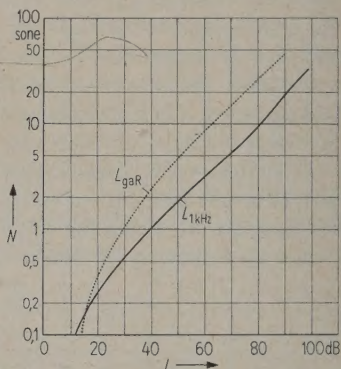


Bild 9. Die ausgezogene Kurve ist die Lautheitkurve des 1-kHz-Tones, wie sie in Bild 6 dargestellt ist. Mit den Werten von Bild 8 kann die zu gleichmäßig anregendem Rauschen gehörende Lautheitkurve berechnet werden. Sie ist als punktierte Kurve eingezeichnet.

kurve so gefunden wurden, daß die Lautheitkurven für Rauschen und 1000-Hz-Ton die Tendenz hatten auseinander zu laufen, ist in Bild 9 diese Tendenz nur bei Pegeln unter 55 dB zu verzeichnen. Bei hohen Pegeln dagegen laufen die Lautheitkurven von Bild 9 zusammen, wie man am deutlichsten aus ihrem Abstand (Bild 8) erkennt. Dies bedeutet aber, daß zwischen den Lautheitsmessungen und den Lautstärkevergleichen eine Diskrepanz auftritt, die wir nicht erklären können. Denn, wenn auch der Absolutwert der Lautheitkurven praktisch frei wählbar ist, die Neigungen müßten den Ergebnissen der Lautstärkevergleiche gerecht werden. Diese Diskrepanz hat uns veranlaßt, nachzuprüfen, ob wir den Lautstärkevergleichen oder den Lautheitsmessungen mehr trauen dürfen.

1.7. Kontrolle der Lautstärkevergleiche

Eine eindeutige Kontrolle über die Richtigkeit von Lautstärkevergleichen ist diejenige eines Ringversuches. Dabei wird zunächst *A* so laut wie *B* gemacht, natürlich auch *B* so laut wie *A* und erst der Mittelwert der beiden Messungen sagt aus, daß $A = B$ ist. Derselbe Versuch wird durchgeführt, indem

$B=C$ gemacht wird. Und schließlich wird nachgeprüft, ob dann auch $A=C$ ist. Ist dies der Fall, so geben die Lautstärkevergleiche ein eindeutiges Meßergebnis.

Der Lautstärkevergleich zwischen dem 1000-Hz-Ton und gleichmäßig anregendem Rauschen wurde schon durchgeführt und ist in Bild 7 dargestellt. Als nächste Messung wurde das gleichmäßig anregende Rauschen mit dem weißen Rauschen verglichen, wiederum in zwei Meßreihen, bei denen jeweils das eine oder das andere Rauschen vom Beobachter verändert werden konnte. Die Ergebnisse sind in Bild 10 dargestellt und zeigen, daß gleichmäßig anregendes Rauschen so laut ist wie ein um etwa 2 dB stärkeres weißes Rauschen, und dies praktisch vom Pegel unabhängig. Bemerkenswert ist die kleine Streuung — die zu vergleichenden Schallereignisse klingen ähnlich. — und die Tendenz, daß das veränderliche Schallereignis im Mittel immer zu laut eingestellt wird.

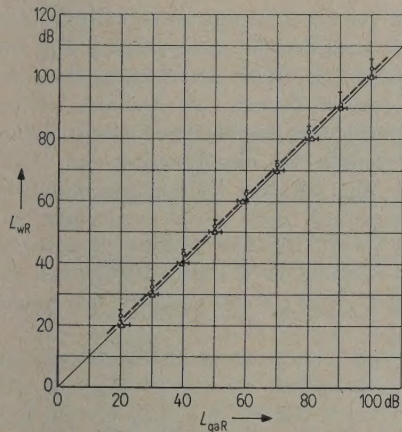


Bild 10. Lautstärkevergleiche zwischen weißem Rauschen und gleichmäßig anregendem Rauschen (Darstellung entsprechend Bild 7).

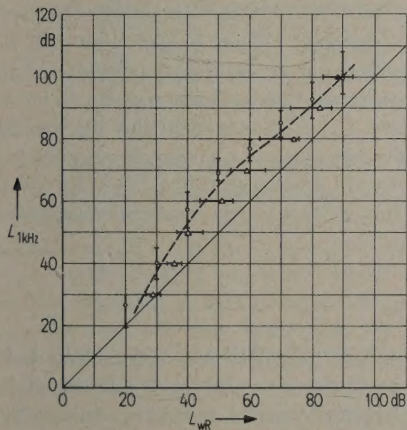


Bild 11. Lautstärkevergleich zwischen 1-kHz-Tönen und weißem Rauschen (Darstellung entsprechend Bild 7).

Um den Ring zu schließen, wurde schließlich noch das weiße Rauschen mit dem 1000-Hz-Ton verglichen und umgekehrt. Die Ergebnisse sind in Bild 11 wiedergegeben. Sie stimmen mit denjenigen von Bild 7 im Verlauf gut überein. Bei genauer Betrachtung wird jedoch deutlich, daß im Mittel die Pegel des weißen Rauschens um 1 bis 3 dB höher liegen als die Pegel des gleichmäßig anregenden Rauschens in Bild 7. Genau dieses Ergebnis mußten wir auf Grund der Meßergebnisse von Bild 10 erwarten. Wir stellen damit fest, daß der Ringversuch positiv ausgefallen ist, daß wir also durch Lautstärkevergleiche eindeutige Aussagen erhalten.

1.8. Kontrolle der Lautheitsmessungen

Wir müssen nun versuchen, uns einen ähnlichen Kontrollversuch auszudenken, mit dessen Hilfe wir die Eindeutigkeit der Lautheitsmessungen nachprüfen können. Wenn wir uns wieder auf ein Gleichungssystem besinnen, finden wir eine Möglichkeit in folgender Aussage:

$$\begin{aligned} \text{ist } A &= 2B, \text{ so muß auch} \\ B &= 1/2 A \text{ sein,} \\ \text{bzw. ist } B &= 2A, \text{ so muß auch} \\ A &= 1/2 B \text{ sein.} \end{aligned}$$

Wir können dieses Gleichungssystem verwirklichen, indem wir für A einen 1000-Hz-Ton und für B gleichmäßig anregendes Rauschen wählen. Die erste

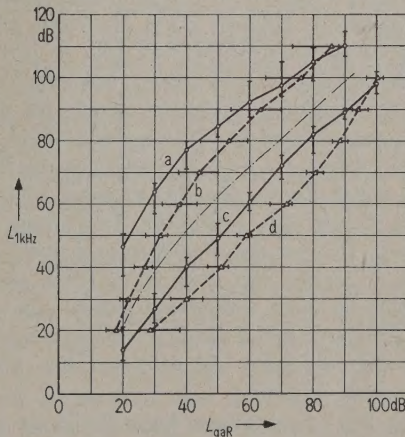


Bild 12. Ergebnisse der Lautheitsmessungen von 8 Beobachtern, wenn

- der 1-kHz-Ton doppelt so laut eingestellt wird wie gleichmäßig anregendes Rauschen (gaR),
- gaR halb so laut eingestellt wird wie der 1-kHz-Ton,
- der 1-kHz-Ton halb so laut eingestellt wird wie gaR,
- gaR doppelt so laut eingestellt wird wie der 1-kHz-Ton.

Strichpunktiert eingetragen ist der im Pegelmaßstab gemittelte Wert aller Messungen, der einem „gleichlaut“ entsprechen sollte,

Frage an den Beobachter wäre damit diejenige, er möge durch Veränderung des 1000-Hz-Tones denjenigen Pegel bestimmen, bei dem ihm der 1000-Hz-Ton gerade mehr bzw. weniger als doppelt so laut erscheint wie das gleichmäßig anregende Rauschen eines bestimmten Pegels. Der Mittelwert zwischen gerade mehr und gerade weniger als doppelt so laut ergibt dann einen Meßpunkt des Beobachters. Die Messungen wurden von 8 Beobachtern durchgeführt und die Ergebnisse sind in Bild 12, Kurve a, für den erwähnten ersten Versuch dargestellt.

Die Ergebnisse aus dem Versuch, das gleichmäßig anregende Rauschen halb so laut wie den 1000-Hz-Ton einzustellen, sind in Bild 12, Kurve b, wiedergegeben. Die Kurven a und b sollten eigentlich übereinstimmen. Sie tun dies jedoch nur bei großen Schalldrücken, bei denen sich die beiden Kurven überschneiden. Nach kleineren Schalldrücken hin wird die Abweichung immer größer und erreicht Werte von etwa 20 dB bei sehr kleinen Schalldrücken. Den Abweichungen scheint die Tendenz zugrunde zu liegen, daß sowohl für die Halbierung als auch für die Verdopplung bei kleinen Schalldrücken immer derjenige Pegel, der veränderlich ist, zu laut eingestellt wird. Erst bei sehr hohen Pegeln scheint sich die Tendenz umzukehren, sofern es erlaubt ist, aus dem letzten Meßpunkt eine Aussage zu machen.

Um den Versuch zu vollenden, wurden noch bei Veränderung des 1000-Hz-Tones die Werte gemessen, bei denen der 1000-Hz-Ton halb so laut wie das Rauschen erscheint (Kurve c) bzw. bei Veränderung des Rauschens diejenigen Werte, bei denen das Rauschen doppelt so laut wie der 1000-Hz-Ton erscheint (Kurve d). Auch hier stimmen die Werte nur bei hohen Pegeln überein, während schon bei mittleren Pegeln eine erhebliche Abweichung vorhanden ist. Die zwischen den Kurven a und b festgestellte Zunahme der Abweichung nach kleinen Pegeln hin ist nicht vorhanden, jedoch kann auch bei den Kurven c und d die Diskrepanz so beschrieben werden, als seien die veränderlichen Schalle immer zu laut eingestellt.

Die großen Abweichungen legen die Frage nahe, ob die Lautheitsmessungen zu gebrauchen sind. Die glatte Verneinung dieser Frage ist sicher nicht erlaubt, denn auch bei den Lautstärkevergleichen traten Abweichungen in den Ergebnissen auf, je nachdem, welches Schallereignis verändert wurde. Es scheint jedoch so zu sein, daß sich die Tendenz, in einer bestimmten Richtung infolge subjektiver Einflüsse falsch zu messen, bei Lautheitsmessungen stärker auswirkt, als bei Lautstärkevergleichen. Dies tritt besonders deutlich hervor, wenn wir uns der Verdopplungs- und Halbierungsmessungen von Bild 2 und Bild 4 erinnern. Danach müßte

nämlich der Abstand der Kurven a und b zu den Kurven c und d in Bild 12 einer Vervielfachung der Lautheit entsprechen. In Richtung der Ordinate, also des 1-kHz-Tones, würde dies nach Bild 2 einem Abstand im Mittel von $2 \cdot 12 \text{ dB} = 24 \text{ dB}$ entsprechen. Aus Bild 12 entnehmen wir aber im Bereich $60 \text{ dB} \leq L_{1 \text{ kHz}} \leq 90 \text{ dB}$ einen Unterschiedswert von etwa 35 dB. Zwar nimmt dieser Wert über und unter dem angegebenen Bereich etwas ab, aber nirgends so, daß er dem doppelten Halbierungs- oder Verdopplungsschritt entsprechen würde. Dies ist eine unerklärliche und schwerwiegende Abweichung, die unsere ursprüngliche Frage, ob Lautheitsmessungen oder Lautstärkevergleiche unverfälschtere Ergebnisse liefern, offenbar eindeutig zu Gunsten der Lautstärkevergleiche entscheidet.

2. Die elementare Lautheitkurve

2.1. Erregung und Lautheit

Wenn von der Erregung unseres Gehörs die Rede ist, dann verstehen die einen darunter das, was wir physikalisch als Schall am Eingang unseres Ohrkanals messen können, die anderen meinen die Schwingungsform der Basilarmembran und wieder andere denken an die Erregung des Cortischen Organs, die mit der Schwingungsamplitude der Basilarmembran nicht direkt verkoppelt zu sein braucht. Damit keine Unklarheiten entstehen, wollen wir den Vorgang der Erregung beschreiben und uns damit auch gleich auf eine geeignete Benennung festlegen.

Eindeutig zu messen ist die Schallintensität I in einem z. B. ebenen Schallfeld. Wenn es sich um einen Sinuston handelt, brauchen wir nur noch die Frequenz des Tones zu wissen und der Schall ist eindeutig festgelegt. So ist in Bild 13 oben ein Ton mit einer Frequenz $f = 800 \text{ Hz}$ und einer Intensität von $I = 10^{-8} \text{ W/cm}^2$ im Intensitäts-Frequenzdiagramm dargestellt. Wenn es sich nicht um Einzeltöne, sondern um kontinuierliche Spektren handelt, müssen wir anstatt der Schallintensität I eine Intensitätsdichte $I' = dI/df$ angeben und die Bandbreite Δf , in der wir gemessen haben. Damit können auch Geräusche mit kontinuierlichen Spektren eindeutig beschrieben werden, wobei die Gesamtintensität

$$I = \int_{f_1}^{f_2} I' df$$

ist.

Verfolgen wir die Wirkung unseres 800-Hz-Tones weiter, so finden wir, daß er die Basilarmembran in Schwingung versetzt. Größere Ausbauchungen entstehen aber nur in der Umgebung der Stelle, die etwa 10 mm vom Helicotrema entfernt ist. Dagegen bleibt die Basilarmembran in der Umgebung des

Helicotremas in Ruhe und wird auch gegen das ovale Fenster hin nur ganz schwach ausgelenkt. Die maximale Schwingungsamplitude A können wir — wie dies von BÉKÉSY gemessen hat [14] — an jeder Stelle der Basilarmembran in cm angeben. In der Darstellung benützen wir als Abszisse zweckmäßiger

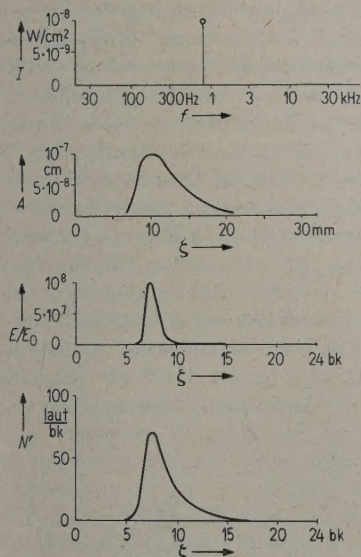


Bild 13. Zur Entstehung der Lautheit eines 800-Hz-Tones
oben: Darstellung eines 10^{-8} W/cm^2 starken 800-Hz-Tones im Intensitäts-Frequenzdiagramm.
Mitte oben: Darstellung der maximalen Schwingungsamplitude A der Basilarmembran als Funktion des in mm angegebenen Abstandes ζ vom Helicotrema.
Mitte unten: Darstellung der Erregung E des Cortischen Organs als Funktion des in bk angegebenen Abstandes vom Helicotrema. Als Einheit des Abstandes ζ wurde die Breite der Kopplung gewählt. 1 bk entspricht 1,3 mm.
unten: Darstellung der spezifischen Lautheit N' als Funktion des Abstandes ζ vom Helicotrema. Die Gesamtfläche zwischen Kurve und Abszisse entspricht der Gesamtlautheit.

weise die Ausdehnung der aufgerollten Basilarmembran, die wir in mm Entfernung vom Helicotrema beziffern. Die Maximalauslenkung A in Abhängigkeit vom Ort ζ der Basilarmembran hat dann als Folge der Beschallung mit einem 80 dB starken 800-Hz-Ton etwa den in Bild 13 Mitte dargestellten Verlauf, der auch mit dem theoretisch von RANKE [15] berechneten gut übereinstimmt. Beachtenswert ist die Größe der Auslenkung von etwa maximal 10^{-7} cm, wenn wir bedenken, daß der Durchmesser des Wasserstoffatoms 10^{-8} cm beträgt. Dabei können wir eine Schallintensität von 10^{-16} W/cm^2 gerade noch hören. Dies würde einer Auslenkung von

10^{-11} cm, also $1/1000$ des Durchmessers des Wasserstoffatoms entsprechen.

Die Umhüllende der Auslenkung der Basilarmembran, von einem Sinuston hervorgerufen, besitzt ein Maximum. Die Auslenkung hat eine Erregung E des Cortischen Organs zur Folge. Sie besitzt sicher auch einen Maximalwert. Die maximale Erregung E_{\max} definieren wir als eine der Intensität des Sinustones proportionale Größe. Dies können wir tun, weil wir die Erregung nur als Rechengröße benützen und sie nicht mit der Größe des adäquaten Reizes direkt identifizieren. Der Bezugsgröße der Intensität I_0 würde demnach eine maximale Erregung E_0 entsprechen. Damit gilt allgemein

$$I/I_0 = E_{\max}/E_0.$$

Wir lassen also der Intensität eine Maximalerregung entsprechen. Damit können wir auch die gesamte Ausbreitung der in Bild 13 angedeuteten Erregung E beschreiben. Wir entnehmen dort, daß die Erregung einen Maximalwert von $E_{\max}/E_0 = 10^8$ besitzt. Werte der Erregung E außerhalb der Maximalerregung können entsprechend Bild 13 ebenfalls in Zahlen angegeben werden. Die Definition der Erregung wird uns, wie wir später sehen werden, zusammen mit dem grundlegenden Gesetz des eben wahrnehmbaren Intensitätszuwachses die Möglichkeit bieten, die Erregung aus der Intensität des Testtones bei Mithörschwellen zu bestimmen.

In früheren Arbeiten [7], [16], [17], [18], [19] wurde darauf hingewiesen, daß Schallereignisse, die in ihrer Frequenzlage dicht benachbart sind, vom Gehör bei allen Pegeln, besonders deutlich an der Hörschwelle, zusammengefaßt werden. Es zeigte sich, daß die Frequenzbandbreite, innerhalb derer die Zusammenfassung stattfindet und die wir als Frequenzgruppe bezeichneten, von der Frequenz selbst abhängt (vgl. Bild 3). Die Transformation in eine entsprechende Länge der Basilarmembran ergibt aber eine konstante Breite, die Kopplungsbreite. Wir wollen die Erregung nicht als Funktion der Frequenz, sondern als Funktion des Ortes auf dem Cortischen Organ darstellen. Wir wählen deshalb als Abszisse den Abstand ζ vom Helicotrema. Diesen Abstand messen wir in den für unser Gehör so wichtigen Breiten der inneren Kopplung als Einheit. Es gilt $1 \text{ bk} = 1,3 \text{ mm}$. Wir kommen damit zu einem ζ -Maßstab, der von 0 bis 24 bk reicht und einerseits einer Länge von 32 mm der Basilarmembran entspricht und andererseits angibt, welcher Sinuston der Frequenz f eine Maximalerregung an der Stelle ζ hervorruft. Diese letztgenannte Zuordnung, die mit Hilfe der gemessenen Breiten der Frequenzgruppen bestimmt wurde, ist in Bild 14 dargestellt.

Nicht die Erregung, sondern die Lautheit ist diejenige Größe, die uns letztlich interessiert und es

entsteht die Frage nach dem Zusammenhang der beiden Größen. Natürlich ist dieser Zusammenhang in Wirklichkeit außerordentlich kompliziert. Da wir uns aber mit einem Modell, das die im ersten Kapitel geschilderten psychologischen Ergebnisse beschreibt, begnügen und nicht an eine wirkliche Klärung der

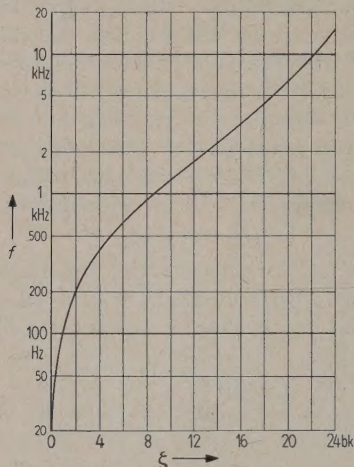


Bild 14. Zusammenhang zwischen dem Ort der Maximalerregung, der im Abstand ζ vom Helicotrema angegeben wird, und der Frequenz f eines Sinustones, der diese Erregung hervorruft.

Verhältnisse im physiologischen Sinne denken, so scheint es erlaubt zu sein, zunächst mit verhältnismäßig einfachen Annahmen für das Modell zu beginnen und diese Annahmen erst abzuändern, wenn Versuchsergebnisse nicht damit erklärt werden können. Unsere Annahme ist die, daß die Erregung und die Lautheit in der Kopplungsbreite über eine einfache Funktion, die unabhängig vom Ort auf dem Cortischen Organ ist, miteinander zusammenhängen. Ist der funktionelle Zusammenhang zwischen dieser Lautheit je Kopplungsbreite und der Erregung bekannt, so kann die Lautheit in jeder Kopplungsbreite berechnet werden (Bild 13 unten). Mit der Annahme, daß unser Gehör die einzelnen Teillautheiten zur Gesamtlautheit addiert, können wir die Lautheit eines beliebigen Schalles berechnen.

2.2. Die Bestimmung der Erregung

Die Erregung des Cortischen Organs direkt zu messen bereitet zur Zeit noch erhebliche Schwierigkeiten. Man hat einerseits versucht, die Bewegungsgrößen der Sinneszellen selbst genau zu messen [20], und hat andererseits versucht, mit Hilfe von Abtast-Sonden die von den Sinneszellen abgegebenen Impulse zu registrieren [21].

Eine indirekte Angabe über die Größe der Erregung scheint in der Verdeckung vorhanden zu sein. Ein breitbandiges Geräusch verursacht eine

breitbandige Verdeckung, während Sinustöne verhältnismäßig eng begrenzte Verdeckungen hervorrufen. Leider sind die von Sinustönen hervorgerufenen Mithörschwellen in der Umgebung des Tones durch Schwebungseffekte und Differenztonbildungen stark gestört, so daß gerade im Gebiet der Haupterregung die Bestimmung der Erregung nicht durchgeführt werden kann. Mithörschwellen von Schmalbandgeräuschen zeigen jedoch denselben Anstieg und Abfall wie die Mithörschwellen von Sinustönen [22]. Da außerdem durch Lautstärkevergleiche [7], [19] bestätigt wurde, daß die Lautstärke von Schmalbandgeräuschen, die schmäler als eine Frequenzgruppe sind, gleich der Lautstärke des Bandmittentones gleichen Pegels ist, haben wir die Verdeckung von Sinustönen durch Schmalbandgeräusche an 8 Beobachtern gemessen. Die Mittelwerte sind in Bild 15 für ein Geräusch von 1100 Hz bis 1300 Hz bei verschiedenen Schalldruckpegeln des Geräusches in der Hörfläche dargestellt. Der steile Abfall nach tiefen Frequenzen hin konnte nur

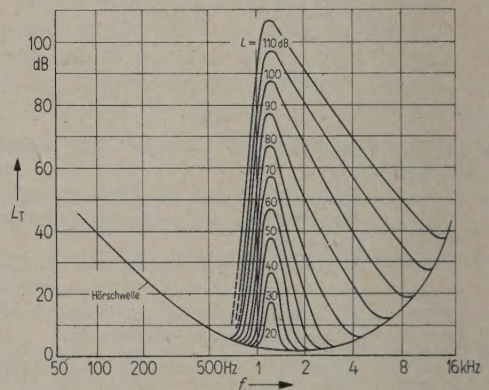


Bild 15. Mittelwert gemessener Mithörschwellen von Schmalbandgeräuschen mit der Mittenfrequenz von 1200 Hz. Parameter ist der effektive Schalldruckpegel des Schmalbandgeräusches.

mit Filtern extremer Flankensteilheit ausgemessen werden. Vergleichsmessungen, bei denen anstatt des Geräusches der Bandmittenton gleichen Schalldruckpegels als verdeckender Schall benutzt wurde, bestätigten, daß die Mithörschwellen identisch wurden, sobald außerhalb des Bereichs der Schwebungen und Differenzöne gemessen wurde.

Weitere Versuche wurden bei Verbreiterung des Bandes nach hohen und nach tiefen Frequenzen zu durchgeführt. Es zeigte sich, daß die untere Flanke der Mithörschwelle erhalten bleibt, wenn das Frequenzband des Geräusches bei gleichbleibender Schalleistungsdichte nach hohen Frequenzen zu erweitert wird. Bei Erweiterung des Frequenzbandes nach tiefen Frequenzen wurde die obere Flanke der Mithörschwelle ebenfalls untersucht. Zwar waren die Streuungen von Beobachter zu Beobachter grö-

ßer, doch blieb der Mittelwert für den Abfall der Mithörschwelle an der oberen Flanke bei Erweiterung des Frequenzbandes nach tieferen Frequenzen praktisch erhalten. Dies bedeutet, daß der Anstieg der Mithörschwelle gegeben ist durch den Pegel, der in die tiefste noch belegte Frequenzgruppe fällt, während der Abfall durch den Pegel in der höchsten Frequenzgruppe bestimmt wird.

Wenn wir nun von der Mithörschwelle auf die Erregung übergehen wollen, so müssen wir uns daran erinnern, daß ein Intensitätszuwachs von 1 dB je Frequenzgruppe gerade wahrgenommen werden kann. Für inkohärente Schalle bedeutet dies aber, daß ein zusätzlicher Schall gerade dann wahrgenommen wird, wenn der zusätzliche Schall im Pegel je Frequenzgruppe 6 dB unter demjenigen des Ausgangsschalles liegt [4]. Wirklich gemessen wurde dieses Gesetz nur in dem Frequenzbereich, in dem auch physikalisch beschallt wurde. Die Erregung reicht aber, wie die Verdeckung von Schmalbandgeräuschen zeigt, weit darüber hinaus.

Wenn wir annehmen, daß nicht nur $\Delta I/I = 1/4$ in der Frequenzgruppe, sondern auch $\Delta E/E = 1/4$ in jeder Kopplungsbreite gilt, so können wir durch Verschiebung der Mithörschwellen um 6 dB nach höheren Pegelwerten auf die Erregung schließen. Ein schmalbandiges Rauschen hat zeitliche Intensitätsschwankungen, die um so deutlicher hörbar werden, je schmaler das Frequenzband wird. Die Wahrnehmung des eben hörbaren Intensitätszuwachses wird dadurch gestört. Bei Frequenzgruppen im unteren Frequenzbereich muß dieser in [4] beschriebene Störeffekt berücksichtigt werden. Die Verschiebung der Mithörschwellen beträgt dort nicht mehr 6 dB, sondern nur 2 dB bis 5 dB. Aus den Mithörschwellen wurde die Erregung in Bild 16 auf diese Weise bestimmt, wobei der Frequenzmaßstab mit Hilfe von Bild 14 in den ζ -Maßstab umtransformiert wurde. Die Ordinate ist mit $L_E = 10 \log(E/E_0)$ beziffert,

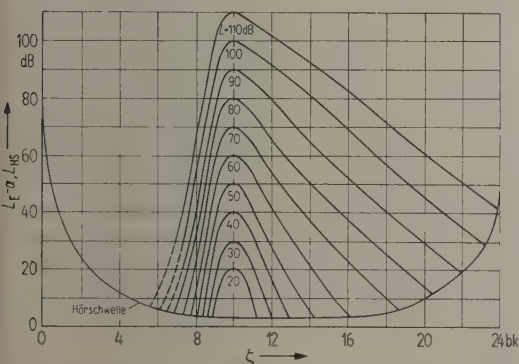


Bild 16. Aus Bild 15 berechnete Erregungskurven von Schmalbandgeräuschen verschiedenen Pegels und 1200 Hz Mittenfrequenz als Funktion des Abstandes ζ vom Helicotrema.

um die großen Pegelunterschiede anschaulich darzustellen. Zwischen dem anregenden Schalldruck in der ebenen Welle und der Maximalauslenkung der Basilarmembran und damit auch der Maximalerregung des Cortischen Organs besteht ein von der Frequenz abhängiger Zusammenhang, der je nach Form des Außen- und des Mittelohres individuell verschieden ist. Um diese individuelle Unsicherheit in unserer Darstellung zu vermeiden, ist dieser Frequenzgang a (z. B. Bild 28) in der Darstellung nicht mit einbezogen, also $L_E - a$ aufgetragen. Bei hohen Frequenzen, d. h. großen ζ -Werten, muß a bei quantitativen Aussagen über die Erregung mit berücksichtigt werden, wie wir später sehen werden (Abschnitt 4.1). Die Abrundungen an der Hörschwelle in Bild 15 sind in Bild 16 verschwunden, weil die Hörschwelle als von einem Grundgeräusch hervorgerufene Mithörschwelle betrachtet wird, wie dies MILLER [3] schon getan hat. Ein Testversuch ergab, daß dies gerechtfertigt ist, denn die Abhängigkeit der eben wahrnehmbaren Intensitätserhöhung vom Pegel hat außer einer Verschiebung im Pegel genau denselben Verlauf, wenn ein zusätzliches Rauschen eine künstlich angehobene Hörschwelle erzeugt oder wenn wir bis zur Ruhehörschwelle messen können.

Die Messungen der Mithörschwellen von Schmalbandgeräuschen wurden bei Mittenfrequenzen von 70 Hz, 280 Hz, 650 Hz, 1300 Hz, 2000 Hz, 4000 Hz und 8000 Hz durchgeführt. Die aus den Mittelwerten der Mithörschwellen bestimmten Erregungen sind in den Bildern 17 und 18 für 280 Hz bzw. 4000 Hz Bandmittenfrequenz im $L_E - \zeta$ -Diagramm dargestellt.

Für Sinustöne gelten praktisch dieselben Mithörschwellen wie für Schmalbandgeräusche. Wir können also die Erregung von Sinustönen aus der Mithörschwelle von Schmalbandgeräuschen ableiten. Wir haben aber auch gemessen, daß der Anstieg bzw. Abfall der Mithörschwellen von der Beschallung bei tieferen bzw. höheren Frequenzgruppen unabhängig

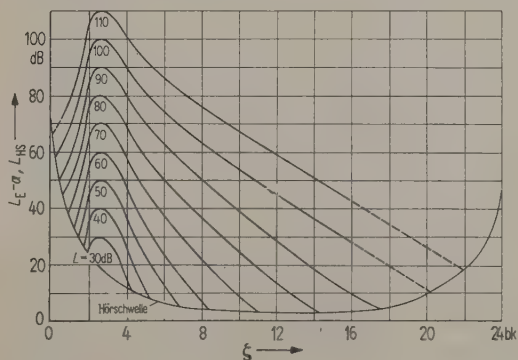


Bild 17. Aus Mithörschwellen berechnete Erregungskurven von Schmalbandgeräuschen verschiedenen Pegels und 280 Hz Mittenfrequenz.

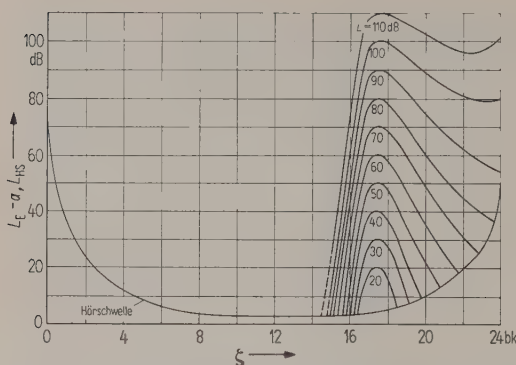


Bild 18. Aus Mithörschwellen berechnete Erregungskurven von Schmalbandgeräuschen verschiedenen Pegels und 4000 Hz Mittenfrequenz.

ist. Dies bedeutet aber, daß der Erregungsanstieg bzw. -abfall von einer Anregung der Kopplungsbreiten bei höheren bzw. tieferen ζ -Werten unabhängig ist. Das heißt, wir können die Erregung, die ein beliebig gearteter Dauerschall hervorruft, bestimmen. Dabei kann es natürlich auch vorkommen, daß eine kleine Erregung bei ζ durch den von $\zeta - 1$ bk herrührenden Erregungsabfall überdeckt wird (siehe Bild 31).

2.3. Die Bestimmung der elementaren Lautheit

Um einen Ansatz für die elementare Lautheitskurve, d. h. die zur Kopplungsbreite gehörige Lautheitskurve, zu finden, müssen wir uns zunächst die Frage stellen, wie die in Bild 13 unten dargestellte spezifische Lautheit N' zustandekommt. Wir wissen, daß durch die Erregung des Cortischen Organs die Sinneszellen zur Abgabe von Impulsen veranlaßt werden. Die Impulsfolgen werden auf ihrem Weg zum Gehirn verschiedentlich umgewandelt, doch bleiben die pro Zeiteinheit zum Gehirn transportierten Impulse eine Funktion der Erregungsstärke in der Weise, daß mehr Impulse pro Zeiteinheit abgegeben werden, wenn die Erregung größer wird. Es kann wohl angenommen werden, daß die Zahl der Nervenimpulse pro Zeiteinheit für die Empfindungsstärke maßgebend ist. Es wird also auch ein Zusammenhang zwischen der Empfindung der Lautheit und der Erregung bestehen. An Hand eines analogen Modells, das keine Aussage über die wirklichen physiologischen Vorgänge machen will, soll im folgenden versucht werden, diesen Zusammenhang abzuleiten.

Wir wissen, daß der eben wahrnehmbare Intensitätszuwachs $\Delta I/I$ eine von I und damit auch $\Delta E/E$ eine von E unabhängige Größe ist, wenn wir die unhörbare Grunderregung E_{gr} an der Hörschwelle mit einbeziehen. Dies bedeutet

$$\frac{\Delta E}{E_{gr} + E} = \text{const.} \quad (1)$$

Die Grunderregung hängt einerseits mit den inneren Fluktuationen des Cortischen Organs zusammen, die besonders nach tiefen Frequenzen, d. h. gegen das Helicotrema hin, immer stärker auftreten. Wir müssen uns die äquivalente Größe dieser Fluktuationen vorstellen — an der Hörschwelle bei 50 Hz ist die Schwingungsamplitude der Basilmembran 10^{-9} cm —, um verstehen zu können, daß die Versorgung mit Blut und auch die Muskelbewegungen im Körper solch kleine Ausschläge ohne weiteres hervorrufen können. Da es sich um die Bewegung von Massen handelt, ist auch verständlich, daß ihre Bewegungsamplituden nach tiefen Frequenzen hin zunehmen, d. h. die Hörschwelle nach tiefen Frequenzen hin ansteigt. Diese innere Fluktuation hat eine Erregung E_{gr} zur Folge. Da sie jedoch dauernd vorhanden ist, ruft sie keine Empfindung hervor, sondern wirkt wie ein unhörbares Geräusch.

Den Sinnesempfindungen scheint ein allgemeines Gesetz zugrunde zu liegen, das nach STEVENS [23] den Zusammenhang zwischen dem Reiz und der Empfindung angibt. Es sagt aus, daß der relative Empfindungszuwachs dem relativen Reizzuwachs proportional ist. Wir wollen diese Aussage auf unsere Verhältnisse, d. h. auf die Erregung in der Kopplungsbreite und die durch sie verursachte elementare Lautheit in der Kopplungsbreite, übertragen und finden

$$\frac{\Delta E}{E + E_{gr}} \sim \frac{\Delta N_K}{N_K + N_{Kgr}} \quad (2)$$

Die in Gl. (1) angegebene Gesetzmäßigkeit ist nach [4] nur für die gesamte in eine Kopplungsbreite fallende Erregung E gültig. Demnach ist N_K die in einer Kopplungsbreite von E hervorgerufene Teillautheit. Die Gesamtlautheit wird durch Addition dieser elementaren zu jeder Kopplungsbreite gehörenden Teillautheiten gebildet.

Praktisch wird die Erregung aus der Mithörschwelle bestimmt, steht also als kontinuierliche Kurve zur Verfügung. Die Erregung, die demnach bei einer diskreten Frequenz und damit an einer bestimmten Stelle des Cortischen Organs angegeben wird, sagt aber nur etwas über die Verhältnisse an genau dieser Stelle aus. Wegen des in Gl. (2) angegebenen Zusammenhangs gilt das Entsprechende für die elementare Teillautheit N_K , so daß auch hierfür kontinuierliche Angaben zur Verfügung stehen. Aus der oben erwähnten Addition zur Gesamtlautheit wird daher eine Integration über die Gesamtlänge des Cortischen Organs:

$$N = N_{ges} = \int_{\zeta=0}^{\zeta=24 \text{ bk}} \frac{N_K}{\Delta \zeta} d\zeta = \int_{\zeta=0}^{\zeta=24 \text{ bk}} N' d\zeta \quad (3)$$

Dabei ist N' die auf eine Kopplungsbreite bezogene

Teillautheit, die wir als spezifische Lautheit bezeichnen.

Die Gl. (2) geht damit unter Einführung einer Proportionalitätskonstante k in den Ansatz

$$\frac{\Delta N'}{N' + N'_{\text{gr}}} = k \frac{\Delta E}{E + E_{\text{gr}}} \quad (2a)$$

über.

Fassen wir Gl. (3) nicht als Differenzengleichung, sondern als Differentialgleichung auf, so können wir sie geschlossen integrieren und erhalten

$$\ln(N'_{\text{gr}} + N') = k \ln(E_{\text{gr}} + E) + \ln C \quad (4)$$

oder

$$N'_{\text{gr}} + N' = C(E_{\text{gr}} + E)^k.$$

Unter Einführung der einsichtigen Randbedingung, daß

$$N' = 0 \quad \text{für} \quad E = 0 \quad (5)$$

ist, können wir die Integrationskonstante C bestimmen. Die Größe E_{gr} ist praktisch schlecht zugänglich. Sie kann jedoch auf die Erregung des Testtones an der Hörschwelle E_{HS} zurückgeführt werden über die Gleichung

$$E_{\text{HS}} = \frac{1}{4} E_{\text{gr}}, \quad (6)$$

was nichts anderes aussagt, als daß der zusätzliche Schall um 6 dB unter dem schon vorhandenen liegen kann, um gerade noch wahrgenommen zu werden. Führen wir die Randbedingungen (5) und die Gl. (6) in (4) ein, so erhalten wir für die Integrationskonstante C

$$C = \frac{N'_{\text{gr}}}{E_{\text{gr}}^k} = \frac{N'_{\text{gr}}}{(4 E_{\text{HS}})^k} \quad (7)$$

und

$$N' = N'_{\text{gr}} \left[\left(\frac{E}{4 E_{\text{HS}}} + 1 \right)^k - 1 \right]. \quad (8)$$

Führen wir die Bezugsgröße E_0 für die Erregung ein und nennen wir die vom unhörbaren Grundgeräusch mit der Erregung $E_{\text{gr}} = E_0$ hervorgerufene unhörbare spezifische Lautheit N'_{gr0} , dann können wir mit Gl. (7) schreiben

$$\frac{N'_{\text{gr}}}{N'_{\text{gr0}}} = \left(\frac{4 E_{\text{HS}}}{E_0} \right)^k. \quad (9)$$

Gl. (9) in Gl. (8) eingesetzt ergibt

$$N' = N'_{\text{gr0}} \left(\frac{4 E_{\text{HS}}}{E_0} \right)^k \left[\left(\frac{1}{4} \frac{E}{E_{\text{HS}}} + 1 \right)^k - 1 \right]. \quad (10)$$

Wir fassen die Größe $N'_{\text{gr0}} \cdot 4^k$ in einem Ausdruck zusammen und setzen

$$N'_{\text{gr0}} \cdot 4^k = N'_{\text{norm}}. \quad (11)$$

Mit Gl. (11) ergibt sich aus Gl. (10) als gesuchter Zusammenhang zwischen spezifischer Lautheit und Erregung:

$$N' = N'_{\text{norm}} \left(\frac{E_{\text{HS}}}{E_0} \right)^k \left[\left(\frac{1}{4} \frac{E}{E_{\text{HS}}} + 1 \right)^k - 1 \right]. \quad (12)$$

In dieser Gleichung ist der Exponent k die einzige Größe, die nicht bekannt ist, während

E_{HS} die Erregung des Testtones an der Hörschwelle,

E_0 die zu $I_0 = 10^{-16} \text{ W/cm}^2$ gehörige Erregung,

E die durch den Schall hervorgerufene Erregung, und

N'_{norm} eine frei wählbare Größe ist.

Wir haben damit einen Zusammenhang zwischen der spezifischen Lautheit und der Erregung gefunden und wollen uns noch einmal vor Augen halten, welche Voraussetzungen und Annahmen wir dabei für unser Modell gemacht haben.

a) Wir haben dem Übertragungssystem Schalldruck im Schallfeld \rightarrow Erregung des Cortischen Organs für die Haupterregung einen ebenen Frequenzgang zugeordnet. Dies scheint bis etwa 2 kHz gerechtfertigt zu sein [24], bei hohen Frequenzen bzw. großen ζ -Werten müssen wir jedoch später einen Frequenzgang berücksichtigen.

b) Wir nehmen an, daß die Zusammenhänge zwischen E und N' von ζ unabhängig sind, d. h. von jeder Stelle des Cortischen Organs ausgehend immer dieselben Gesetze gelten. Wenn man sich den gleichförmigen Aufbau des Cortischen Organs und der Nervenleitungen vor Augen hält, scheint dies zulässig zu sein.

c) Wir führen die Erregung auf Verdeckungsmessungen zurück, indem wir das allgemeine Gesetz $\Delta E/E = 0,25$ auf die Mithörschwellen anwenden.

d) Wir setzen als Randbedingung ein, daß ohne äußere Erregung die spezifische Lautheit N' Null sein soll.

e) Die Ruhehörschwelle wird als eine Mithörschwelle angesehen, die durch innere Fluktuationen am Cortischen Organ verursacht wird.

Die Gl. (12) erscheint zunächst kompliziert. Sie wird jedoch sehr anschaulich, wenn wir sie für große Werte von E approximieren. Dort gilt

$$N' \sim (E/E_{\text{HS}})^k.$$

Wir sehen, welche entscheidende Bedeutung dabei dem Exponenten k zukommt. Über seine Größe können wir zunächst keine Aussage machen. Immerhin können wir aus Lautheitsmessungen entnehmen, daß k etwa zwischen $1/3$ und $1/6$ liegen wird. Für den Mittelwert von $k = 1/4$ sind die der Gl. (12) entsprechenden Kurven in Bild 19 dargestellt. Dabei ist der Erregungspegel L_E Abszisse und die spezifische Lautheit N' in logarithmischem Maßstab die Ordinate. N'_{norm} wurde in Gl. (12) gleich 1 laut/bk gesetzt, und die spezifische Lautheit N' in laut/bk aufgetragen.

Die oberste Kurve, eine Gerade mit der Neigung $k = 1/4$, gibt die Asymptote an, in die alle Kurven einmünden. Die einzelnen Kurven gehen durch Ver-

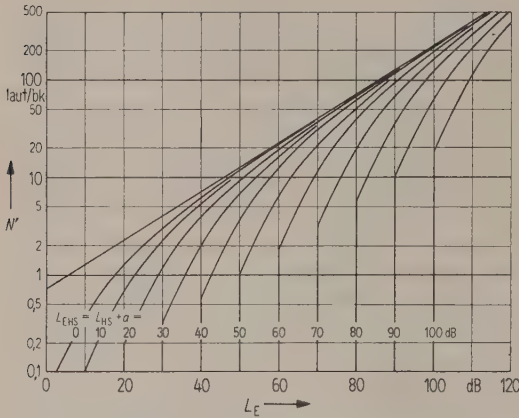


Bild 19. Spezifische Lautheit N' in loud/bk als Funktion des Erregungspegels L_E . Der Exponent ist $k=1/4$. Parameter ist der Pegel L_{EHS} der Maximal-Erregung des Testtones an der Hörschwelle.

schiebung an der Asymptote auseinander hervor. Das abrupte Abbiegen der Kurven gegen $L_E = L_{EHS}$ hin hängt damit zusammen, daß unterhalb eines bestimmten Pegels eine weitere Unterteilung der Empfindung nicht mehr möglich ist.

Die Hörschwelle geht vor allem bei kleinen Erregungspegeln in die Größe der spezifischen Lautheit sehr wesentlich ein. Wir haben über die Schwelle genauere Untersuchungen durchgeführt und gefunden, daß der Mittelwert der Hörschwellen derjenigen Beobachter, die bei den Verdeckungsmessungen beteiligt waren, dem in einer früheren Arbeit [25] angegebenen Mittelwert recht gut entspricht (Bild 20, punktierte Kurve), während der Mittelwert der Hör-

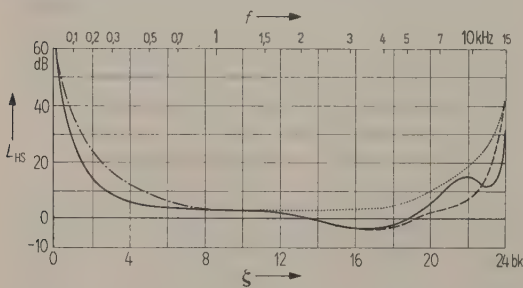


Bild 20. Mittlere Hörschwellenpegel L_{HS} der Beobachter, die an den Verdeckungsmessungen (punktiert), bzw. derjenigen Beobachter, die an den Lautheitsmessungen und Lautstärkevergleichen beteiligt waren (gestrichelt). Mittelwert nach ROBINSON (ausgezogen).

schwellen der Beobachter, die an den Lautstärkevergleichen teilgenommen haben, den in Bild 20 gestrichelt eingetragenen Verlauf hatte. Die von ROBINSON und DADSON [26] gemessene mittlere Hörschwelle im freien ebenen Schallfeld entspricht der

dünn ausgezogenen Kurve. Sie weicht vor allem bei kleinen ζ -Werten, d. h. tiefen Frequenzen, etwas von unserem Mittelwert ab.

Wie schon oben erwähnt, führen wir den Anstieg der Hörschwelle bei tiefen Frequenzen auf das Vorhandensein eines unhörbaren Grundgeräusches zurück. Der Anstieg bei hohen Frequenzen muß dagegen zum Teil auf die Übertragungseigenschaften des Mittelohres, zum Teil auf den Druckstau der ebenen Welle am Kopf, bzw. auf die Form des äußeren Ohres zurückgeführt werden. Das heißt aber, daß hier ein normaler Frequenzgang des Übertragungsweges vorliegt, der in unserer Lautheit-Betrachtung berücksichtigt werden muß. Wir haben den Frequenzgang so angenommen, daß er bis etwa 1500 Hz, d. h. $\zeta = 11$ bk, horizontal ist und dann bei höheren Frequenzen der Abweichung der Hörschwelle von dem zu $\zeta = 11$ bk gehörenden Pegel entspricht, so daß also bei $\zeta = 16$ bk eine Erhöhung um etwa 6 dB auftritt.

2.4. Die Bestimmung des Exponenten k

Die Frage, auf welche Weise wir den Exponenten k bestimmen könnten, ohne die Lautheitkurve des 1000-Hz-Tones zu benutzen, hat uns lange beschäftigt. Eine direkte Messung der Lautheitkurve für die Kopplungsbreite ist nicht möglich, denn die Lautheitkurve eines Tones ist schon eine zusammengesetzte Lautheitkurve, weil durch den Ton das Cortische Organ in mehreren Kopplungsbreiten erregt wird, wir aber die Lautheitkurve in einer einzelnen Kopplungsbreite suchen. Auch das von CREMER [27] aufgegriffene Verfahren zur Bestimmung der Lautheit in der Kopplungsbreite aus der Lautheit eines breitbandigen Geräusches greift letztlich auf die 1000-Hz-Lautheitkurve zurück.

Wenn die Lautheitkurve des 1000-Hz-Tones nicht benutzt werden soll, ist es nur möglich, die Lautstärkevergleiche auszunützen, da auf direkte physiologische Ergebnisse nicht zurückgegriffen werden kann. Es erschien uns zweckmäßig, dabei so vorzugehen, daß zwei möglichst verschiedenartige Schallereignisse nach dem angegebenen Verfahren unter Verwendung eines bestimmten Exponenten in ihrer Lautheit berechnet werden. Bei gleicher Lautheit ergibt sich eine berechnete Pegeldifferenz, die mit den im Lautstärkevergleich gemessenen Pegelunterschieden bei gleicher Lautheit übereinstimmen sollten. Der richtige Exponent ist derjenige, bei welchem die Übereinstimmung von Rechnung und Messung am besten ist.

Als geeignete Schalle benutzten wir den 1000-Hz-Ton und gleichmäßig anregendes Rauschen. Es gibt wohl kaum Schalle, die sich bei gleichem Pegel mehr in der Lautheit unterscheiden als diese beiden. Wir haben den Lautstärkevergleich beider Schalle bei

großer Beobachterzahl (Bilder 7 und 8) durchgeführt. Die Mithörschwellen des bei 650 Hz und des bei 1200 Hz liegenden Schmalbandgeräusches zeigten abgesehen von der Verschiebung im ζ -Maßstab dieselbe Gestalt. Wir haben der Bestimmung der Erregung des 1000-Hz-Tones daher die Mithörschwellen des 1200-Hz-Geräusches (Bilder 15 und 16) zugrundegelegt und damit die Bestimmung des Exponenten k durchgeführt.

Ein Schmalbandgeräusch von 1200 Hz Mittenfrequenz und 100 dB Schalldruckpegel ruft praktisch dieselbe Erregung hervor wie ein 1200-Hz- (bzw. 1000-Hz-) Ton desselben Pegels. Aus den Erregungskurven von Bild 16 können wir für $k=1/4$ mit Hilfe der Kurven von Bild 20 die spezifische Lautheit N' als Funktion des Abstandes ζ vom Helicotrema aufzeichnen. In Bild 21 ist dies getan. Die

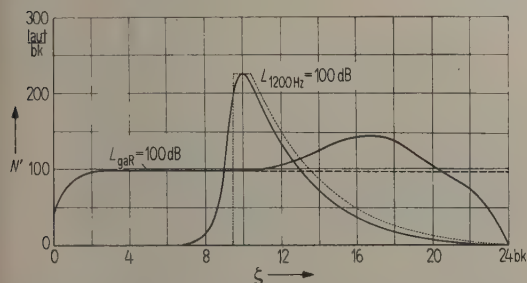


Bild 21. Berechnete spezifische Lautheit als Funktion des Abstandes ζ für gleichmäßig anregendes Rauschen und für einen 1200-Hz-Ton gleichen Pegels. Gestrichelt: Lautheit des Rauschens ohne Berücksichtigung eines Frequenzganges. Punktirt: Verlauf der 1200-Hz-Ton-Lautheit idealisiert in Kernlautheit und Flankenlautheit.

Gesamtlautheit N des 100 dB starken Tones erhalten wir aus

$$N = \int_{\zeta=0}^{\zeta=24 \text{ bks}} N' d\zeta,$$

indem wir die Fläche zwischen der Kurve und der Abszisse ausplanimetrieren. Wir finden, daß dieser Fläche 1000 laut entsprechen. Das gleichmäßig anregende Rauschen hat die Eigenschaft, daß in jede Frequenzgruppe gleich viel Intensität hineinfällt. Bei einem Gesamtpegel von 100 dB und 24 Frequenzgruppen bedeutet dies, daß in jede Frequenzgruppe 100 dB – 14 dB = 86 dB fallen. Wäre bei hohen Frequenzen kein Frequenzgang des Übertragungsweges vorhanden, so hätten wir die spezifische Lautheit als horizontale Linie anzugeben (in Bild 21 gestrichelt), abgesehen von kleinen ζ -Werten, bei denen das Ansteigen der Hörschwelle bei tiefen Frequenzen die Lautheit verkleinert. Infolge der in Bild 20 gestrichelt eingetragenen Hörschwelle und dem damit verknüpften Frequenzgang ergibt sich für die spezifische Lautheit die in Bild 21 aus-

gezogene Kurve. Auch hier entspricht die Fläche zwischen der ausgezogenen Linie und der Abszisse der Gesamtlautheit. Ein Vergleich zeigt sofort, daß die zum 1200-Hz-Ton gehörende Fläche wesentlich kleiner ist als die zum gleichmäßig anregenden Rauschen gehörende, die 2300 laut entspricht. Dies bedeutet, daß trotz gleichen Schalldruckpegels das gleichmäßig anregende Rauschen wesentlich lauter ist als der 1200-Hz-Ton. Dieselben Kurven bzw. Flächen wurden für andere Pegel der beiden Schalle gezeichnet und ausgemessen. Die Ergebnisse sind in Bild 22 dargestellt. Die ausgezogene Kurve gibt die Lautheit des 1000-Hz- bzw. 1200-Hz-Tones und die gestrichelte Kurve die Lautheit des gleichmäßig anregenden Rauschens wieder, wie sie auf Grund des Berechnungsverfahrens mit $k=1/4$ bestimmt wurden.

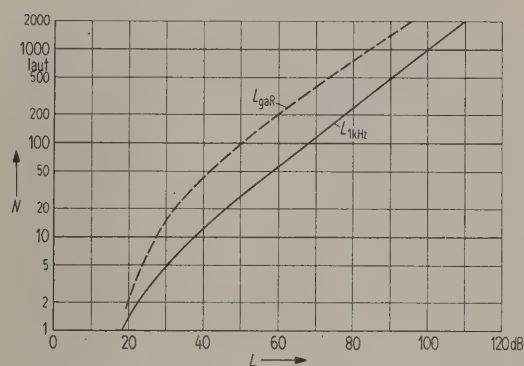


Bild 22. Aus der Erregung berechnete Gesamtlautheit von 1-kHz-Tönen (ausgezogen) und gleichmäßig anregendem Rauschen (gestrichelt) als Funktion der Pegel (Exponent $k=1/4$).

Nun wurden in Gl. (12) $k=1/3$ und $k=1/6$ eingesetzt und die dem Bild 19 entsprechenden Kurvenscharen gezeichnet. Mit diesen Kurvenscharen und dem oben beschriebenen Verfahren wurden nun die dem Bild 22 entsprechenden Lautheiten des 1200-Hz-Tones und des gleichmäßig anregenden Rauschens für $k=1/3$ und $k=1/6$ ermittelt. Wie wir in Bild 22 bei gleicher Lautheit die Pegeldifferenz zwischen $L_{1 \text{ kHz}}$ und L_{gaR} herausnehmen können, so können wir das bei den für andere Exponenten ermittelten Kurven auch tun. Die so erhaltenen, für verschiedene Exponenten berechneten Pegeldifferenzen sind in Bild 23 für $k=1/3, 1/4, 1/6$ aufgetragen. Zum Vergleich sind die in Bild 8 wiedergegebenen gemessenen Differenzen dünn strichpunktirt eingetragen. Es zeigt sich, daß die gemessenen Werte recht gut mit denjenigen gerechneten Werten übereinstimmen, denen ein Exponent $k=1/4$ zugrunde liegt. Damit ist der Exponent k ohne Berücksichtigung der Lautheitskurve des 1000-Hz-Tones bestimmt und wir können sagen, daß die elementare

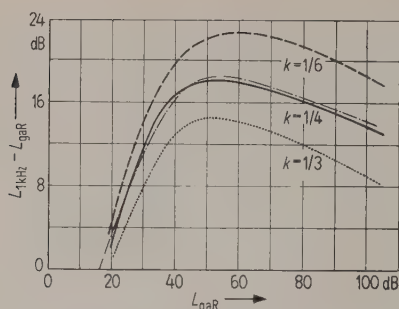


Bild 23. Berechnete Pegeldifferenzen zwischen 1-kHz-Tönen und gleichmäßig anregendem Rauschen, bei denen sich gleiche Lautheit für beide Schalle ergibt. Parameter ist der Exponent k . Dünn strichpunktiert sind die Meßergebnisse von Bild 8.

Lautheitsfunktion bei großen Erregungen mit der $\sqrt[4]{E}$ ansteigt, was $\sqrt[4]{I}$ bzw. $\sqrt[4]{p}$ entsprechen würde.

Unsere Ergebnisse überblickend, wollen wir noch einmal das Wesentliche hervorheben. Während bisher in der Literatur versucht wurde, die Lautheit von beliebigen Schallen mit Hilfe der 1000-Hz-Lautheitskurve zu berechnen, legen wir unserer Bestimmung der Gesamtlautheit die Annahme zugrunde, daß die Lautheitskurve des 1000-Hz-Tones bereits eine aus einzelnen Komponenten zusammengesetzte Funktion sei, die Elementar-Lautheit dagegen diejenige Lautheit sei, die sich aus der Erregung einer einzelnen Kopplungsbreite ergibt. Im folgenden wollen wir versuchen, die Annahme, daß ein Ton bereits eine zusammengesetzte Lautheit hervorruft, durch Versuche zu stützen.

3. Kontrollversuche zum Nachweis der Elementarlautheit

3.1. Die Lautheit eines teilweise verdeckten Tones

Erst wenn wir eine Theorie oder ein Modell vollständig aufgestellt haben, ist es möglich, diejenigen Kontrollversuche auszudenken, welche die Annahmen entweder stützen oder zu Fall bringen. Wir haben versucht, die grundlegende Annahme unseres Modells, daß die Lautheit eines Sinustones schon eine zusammengesetzte Lautheit sei, nachzuweisen, indem wir die Lautheit eines Tones messen, dessen Frequenz etwas unter der unteren Grenzfrequenz eines Bandpaßrauschens liegt. Dabei müßte es möglich sein, einen Teil der Lautheit des Tones durch das Geräusch zu verdecken, d. h. sie zu vermindern.

Aus Bild 24 oben geht der Versuchsablauf deutlich hervor. Ein 3,2-kHz-Ton wird in seinem Pegel fest eingestellt, z. B. 60 dB stark. Nun wird ein Lautstärkevergleich mit einem veränderlichen 650-Hz-Ton durchgeführt. Gleiche Lautheit wird z. B. bei einem 62 dB starken 650-Hz-Ton eingestellt. Danach wird ein Bandpaßrauschen zugeschaltet, dessen

untere Grenzfrequenz bei 3,6 kHz liegt. Die Flankensteilheit des benützten Filters ist sehr groß, die Dämpfung beträgt bei 3,4 kHz bereits 60 dB. Die Intensität des Geräusches wird so eingestellt, daß die in die tiefste vom Geräusch belegte Frequenzgruppe fallende Intensität um 6 dB über derjenigen des 3,2-kHz-Tones liegt. Nun wird bei gleichzeitiger Beschallung durch das Geräusch wiederum ein Lautstärkevergleich am 3,2-kHz-Ton durch Veränderung des 650-Hz-Tones durchgeführt. Der 650-Hz-Ton sei jetzt auf 55 dB eingestellt worden, so daß gesagt werden kann, daß durch das zusätzliche Geräusch die Lautheit des 3,2-kHz-Tones um einen $\Delta L = 62 \text{ dB} - 55 \text{ dB} = 7 \text{ dB}$ entsprechenden Wert ab-

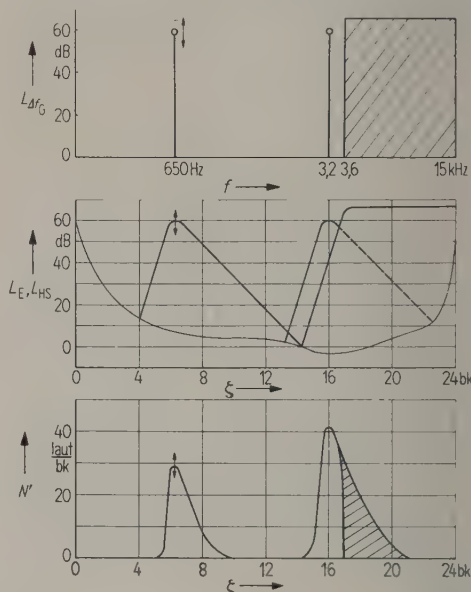


Bild 24. Zur Erläuterung der Messung und Berechnung der Lautheit des halb verdeckten Tones: Schalldruckpegel-Frequenz-Diagramm (oben), Erregungspegel- ζ -Diagramm (Mitte), Lautheit- ζ -Diagramm (unten).

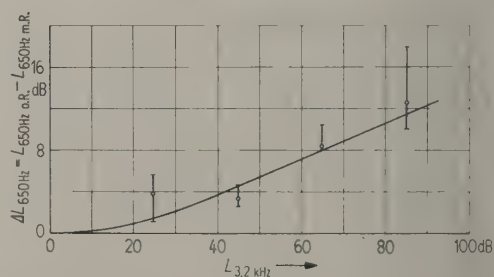


Bild 25. Pegeldifferenz der dem unverdeckten und dem halbverdeckten 3,2-kHz-Ton angeglichenen 650-Hz-Töne als Funktion des Pegels des 3,2-kHz-Tones. Von 8 Beobachtern gemessene Werte (Kreise mit 50%-Bereich) sowie berechnete Werte (ausgezogene Kurve).

genommen hat. Diese Versuche wurden bei verschiedenen Pegeln von 8 Beobachtern durchgeführt. Die Ergebnisse sind in Bild 25 mit der zugehörigen Streuung aufgetragen.

Wir wollen uns nun überlegen, wie wir diesen Versuch auf Grund unseres Modells zu deuten hätten. Aus dem physikalischen Schall (Bild 24 oben) können wir mit Hilfe des im Abschnitt 2.2 erläuterten Weges über die Mithörschwellen die Erregungen bestimmen. Diese von den beiden Tönen und dem Geräusch hervorgerufenen Erregungen sind in Bild 24 Mitte aufgetragen. Im ersten Teil des Versuches sind nur die Erregungen der beiden Töne vorhanden, die etwa gleiche Gestalt haben. Wird jedoch das Geräusch hinzugefügt, so wird der von $\zeta = 17$ bk bis $\zeta = 23$ bk reichende Teil der Erregung des 3,2-kHz-Tones von der Erregung, die vom Geräusch hervorgerufen wird, überdeckt. Die untere Flanke der vom Geräusch verursachten Erregung wird vom Gehör und nicht vom Filter bestimmt.

Sind zwei Erregungen an einer Stelle vorhanden, die einen Pegelunterschied von mehr als 6 dB haben, so wissen wir (siehe die Abschnitte 2.2 und 2.3), daß nur die größere Erregung zur Empfindung einen Beitrag leistet. Dementsprechend müssen wir die spezifischen Lautheiten berechnen. Für die spezifische Lautheit des 3,2-kHz-Tones, die bei gleichzeitiger Beschallung mit dem Geräusch auftritt, bedeutet dies, daß sie in dem Bereich des Cortischen Organs, in dem $L_{E\ 3,2\text{ kHz}} - L_{E\text{ Ger}} \geq 6$ dB ist, voll erhalten bleibt. Dagegen wird sie in dem Bereich, in dem $L_{E\text{ Ger}} - L_{E\ 3,2\text{ kHz}} \geq 6$ dB ist, völlig verschwinden. Für den zwischen diesen Bereichen liegenden Abschnitt wird ein linearer Abfall der spezifischen Lautheit angenommen. Wie in Bild 24 unten gezeigt, wird die Fläche zwischen N' und der Abszisse um das schraffierte Stück kleiner. Aus dem Verhältnis der beiden Flächen kann der entsprechende ΔL -Wert für gleiche Lautheit bestimmt werden, so daß wir die auf diese Weise in Abhängigkeit vom Pegel berechneten ΔL -Werte mit den gemessenen vergleichen können. In Bild 25 gibt die ausgezogene Kurve die berechneten Werte wieder. Die Übereinstimmung ist nicht übermäßig groß, was bei der Schwierigkeit des Versuches auch nicht zu erwarten ist, jedoch ist die Tendenz in beiden Fällen dieselbe und die ΔL -Werte von über 10 dB bei größeren Pegeln sowohl bei Rechnung als auch Messung zeigen deutlich, daß unsere Annahmen gerechtfertigt sind und daß bereits die Lautheit eines reinen Tones aus Teillautheiten zusammengesetzt ist.

3.2. Die Lautheit von zwei Schmalbandgeräuschen

Eine mehr indirekte Methode, das Vorhandensein einer grundlegenden Lautheit als derjenigen der Sinustöne nachzuweisen, ist in dem Versuch gege-

ben, die Lautstärke von zwei gleichzeitig dargebotenen, in der Frequenzlage aber verschiedenen Schmalbandgeräuschen zu bestimmen. Dies geschieht durch Vergleich mit einem in der Mitte zwischen den beiden Schmalbandgeräuschen liegenden dritten Schmalbandgeräusch. Als Schmalbandgeräusche werden dabei immer Geräusche mit der Breite einer Frequenzgruppe benützt. Die Mittenfrequenz des ebenfalls eine Frequenzgruppe breiten Vergleichsgeräusches liegt bei 1000 Hz. Der Abstand, den die Schmalbandgeräusche voneinander haben, wird von $\Delta\zeta = 0$ bk bis $\Delta\zeta = 12$ bk verändert, wie dies in der Skizze in Bild 26 oben angedeutet ist. Der

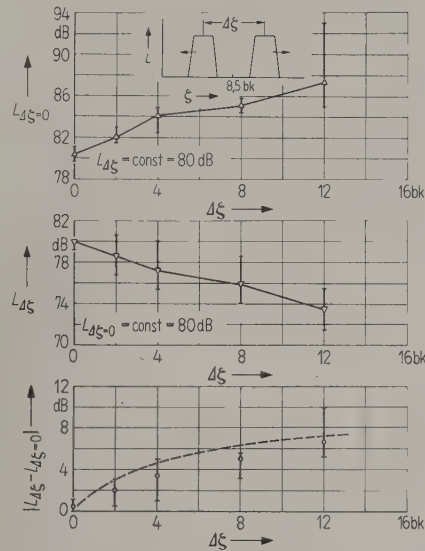


Bild 26. Lautstärke von zwei gleichzeitig dargebotenen Schmalbandgeräuschen mit einem effektiven Gesamtpegel von $L_{\Delta\zeta} = 80$ dB als Funktion des Frequenzabstandes, der in $\Delta\zeta$ ungerichtet als Abszisse angegeben ist. Vergleichsgeräusch ist ein bei der Mittenfrequenz von 1 kHz liegendes Schmalbandgeräusch mit dem veränderlichen Pegel $L_{\Delta\zeta=0}$ (oberes Diagramm). Derselbe Lautstärkevergleich bei Veränderung des effektiven Gesamtpegels $L_{\Delta\zeta}$ der beiden Schmalbandgeräusche. Der Pegel des Schmalbandgeräusches in Bandmitte bleibt konstant $L_{\Delta\zeta=0} = 80$ dB (Mitte). Mittelwert des Betrages des Pegelunterschiedes (Kreise mit 50%-Bereichen) beider Messungen im Vergleich zur berechneten Kurve (unten).

Pegel der beiden Schmalbandgeräusche, die aus voneinander unabhängigen Quellen stammen, wird in $L_{\Delta\zeta}$ zusammengefaßt. Der Pegel des Vergleichsgeräusches, der in Bild 26 mit $L_{\Delta\zeta=0}$ angegeben wird, ist bei der ersten Messung veränderlich. Er wird vom Beobachter so eingestellt, daß das Vergleichsgeräusch genau so laut erscheint wie die beiden Schmalbandgeräusche zusammen, deren Gesamtpegel $L_{\Delta\zeta}$ auf 80 dB festgehalten wird, während ihr

Abstand $\Delta\zeta$ von Messung zu Messung verändert wird. In Bild 26 oben sind in Abhängigkeit von $\Delta\zeta$ die gemessenen Pegel $L_{\Delta\zeta=0}$ aufgetragen. Es wird deutlich, daß die Gesamtlautheit der beiden Schmalbandgeräusche immer größer wird, je weiter die Geräusche voneinander entfernt sind. Oder umgekehrt ausgedrückt: bei kleinem Abstand überlappen sich die Erregungen (ähnlich wie in Bild 24 Mitte), während dies bei großem Abstand nicht mehr der Fall ist. Der maximale Abstand $\Delta\zeta = 12$ bk ist so gewählt, daß das untere Geräusch bei 250 Hz, das obere bei 2500 Hz liegt, in Gebieten also, in denen die Ohrempfindlichkeit nur unwesentlich verändert ist.

Da bei der Durchführung des ersten Versuches immer das Vergleichsgeräusch verändert wurde, wäre ein Einfluß der Bandbreite auf die Einstellung möglich gewesen. Um diesen Einfluß auszuschalten, wurde in einem zweiten Versuch bei Veränderung des Gesamtpegels der beiden Schmalbandgeräusche derselbe Lautstärkevergleich noch einmal durchgeführt, wobei jetzt das Vergleichsgeräusch auf 80 dB konstant gehalten wurde. Die Ergebnisse (Bild 26 Mitte) zeigen dieselbe Tendenz, nur eben entsprechend der Versuchsdurchführung in umgekehrter Richtung.

In Bild 26 unten sind die Ergebnisse beider Messungen zusammengefaßt, wobei der Betrag der Pegeldifferenz als Ordinate aufgetragen ist. Die gestrichelte Kurve gibt die Pegeldifferenz wieder, die sich auf Grund der Rechnung ergibt. Auch hier erreichen die Abweichungen zwischen Rechnung und Messung nur kleine Werte (2 dB maximal), so daß wir diese Versuchsergebnisse als neue Bestätigung unserer Annahmen werten dürfen. Würde die Lautheitskurve für die Schallintensität in den Frequenzgruppen gelten und nicht für die Erregung der Kopplungsbreiten, so wäre kein Anstieg der Lautheit der beiden Schmalbandgeräusche zu erwarten, wenn sie weiter und weiter voneinander abgerückt werden.

3.3. Die Lautheit von Bandpaßrauschen veränderlicher Bandbreite

Verschiedentlich [7], [19] sind schon Untersuchungen durchgeführt worden, bei denen unter Beibehaltung des Gesamtpegels die Lautstärke von Bandpaßrauschen in Abhängigkeit von der Bandbreite gemessen wurde. Für gleichmäßig anregendes Rauschen wurde nun für die Pegel von 30 dB, 50 dB, 80 dB und 100 dB die Abhängigkeit berechnet, wie sie unseren Annahmen entsprechend vorhanden sein sollte. Die Berechnungen wurden für die Bandmitte von 1000 Hz durchgeführt. In Bild 27 ist die Lautstärke $L_{1\text{ kHz}}$ Ordinate, die Bandbreite der Geräusche in ζ -Werten ist Abszisse. Wir sehen,

daß bei kleinen Pegeln der Anstieg bei $\zeta = 1$ bk deutlich einsetzt, aber nicht so große Werte erreicht, wie bei mittleren Pegeln. Bei höheren Pegeln vermischt der Ansatz des Anstiegs bei $\zeta = 1$ bk immer

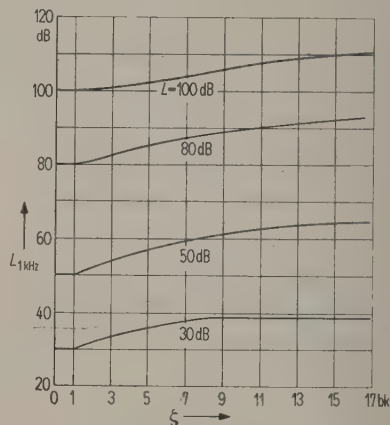


Bild 27. Berechnete Lautstärke von gleichmäßig anregendem Rauschen verschiedenen Pegels als Funktion der Bandbreite, die in ζ -Werten angegeben ist. Als Mittenfrequenz ist 1 kHz angenommen worden.

mehr, während gleichzeitig die Höhe des Anstiegs wieder abnimmt, wie es auch gemessen wurde [7], [14]. Ein unmittelbarer Vergleich mit den Messungen muß vorsichtig durchgeführt werden, weil die Messungen bisher nur bei Veränderung des Vergleichs-Bandmittens-Tones oder Schmalbandgeräusches durchgeführt wurden, bei Veränderung des Pegels des Geräusches mit veränderlicher Bandbreite jedoch nicht gemessen wurde. Immerhin zeigt auch hier die Rechnung eine befriedigende Übereinstimmung mit den bisher durchgeführten Messungen.

4. Die praktische Auswertung

4.1. Der Frequenzgang des Übertragungsweges

Das Verhältnis vom Schalldruck im ebenen freien Schallfeld zum Schalldruck am ovalen Fenster hat eine andere Frequenzabhängigkeit, als das Verhältnis von Schalldruck im diffusen Schallfeld zum Schalldruck am ovalen Fenster. Bei tiefen Frequenzen ist die Drucktransformation sicher frequenzunabhängig. Bei höheren Frequenzen dagegen spielt einerseits der Frequenzgang der Kette der Gehörknöchelchen eine Rolle und andererseits der Druckstau am Kopf bzw. der Einfallswinkel der Schallstrahlen bei sehr hohen Frequenzen. Wenn wir annehmen, daß die Empfindlichkeit des Cortischen Organs auf der ganzen Länge der Basilarmembran konstant ist, so muß die Hörschwelle diesen Frequenzgang auch wiedergeben. Besonders ausgedehnte Untersuchungen über die Hörschwelle im

freien ebenen Schallfeld sind von ROBINSON in letzter Zeit gemacht worden. Wenn wir den Verlauf der Hörschwelle bei Frequenzen über 1,5 kHz diesem Frequenzgang zuschreiben, bei Frequenzen unter 1,5 kHz ihn als horizontal annehmen, dann erhalten wir mit den Werten von ROBINSON den in Bild 28 dargestellten Frequenzgang zwischen der Schallintensität in der ebenen Welle und der maximalen Erregung des Cortischen Organs.

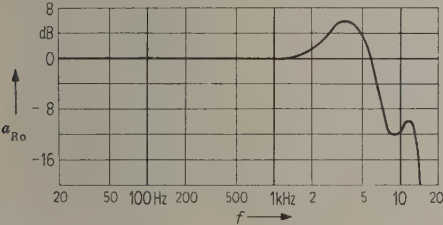


Bild 28. Übertragungsmaß a_{Ro} zwischen dem Schalldruck im ebenen freien Schallfeld und der Schwingungsamplitude des ovalen Fensters als Funktion der Frequenz f (Hörschwelle nach ROBINSON zugrunde gelegt).

Vom diffusen Schallfeld ausgehend erhalten wir einen anderen Frequenzgang. Er kann mit Hilfe des Unterschiedes der Hörschwellen im ebenen und im diffusen Schallfeld, oder auch durch eine direkte Messung bestimmt werden, bei der das Verhältnis von Schalldruck am Trommelfell zu Schalldruck im ebenen bzw. diffusen Schallfeld bestimmt wird. Messungen darüber sind noch nicht durchgeführt bzw. abgeschlossen worden, so daß sich zur Zeit ein Frequenzgang des Übertragungsweges im diffusen Schallfeld noch nicht angeben läßt.

4.2. Ein graphisches Schablonenverfahren zur Berechnung der Lautheit

Nach Bild 19 ist die spezifische Lautheit N' von dem Hörschwellenpegel L_{HS} und vom Erregungspegel L_E abhängig. Bei hohen Frequenzen spielt der oben besprochene Frequenzgang eine zusätzliche Rolle, während bei tiefen Frequenzen das Ansteigen des Hörschwellenpegels durch die Annahme des Grundgeräusches berücksichtigt werden muß. Die wesentliche Größe bleibt also die Erregung, die nicht nur in der Kopplungsbreite auftritt, in deren zugehörigen Frequenzgruppe Schall aufgenommen wird, sondern in den benachbarten Kopplungsbreiten auch. Nach größeren ζ -Werten hin fällt die Erregung besonders bei großen Pegeln nur langsam ab. Sowohl den Zusammenhang zwischen L_E und N' als auch den Abfall der Erregung müssen wir in unserem graphischen Verfahren berücksichtigen.

Legen wir einen bestimmten Hörschwellenverlauf, z. B. den von ROBINSON gemessenen, und damit einen bestimmten Frequenzgang (Bild 28, ebenes

Schallfeld) zugrunde, so ist der Zusammenhang zwischen L_E und N' eindeutig. Fassen wir L_E zunächst nur als Haupterregung auf, so können wir L_E aus dem Schalldruckpegel $L_{\Delta f_G}$, den wir je Frequenzgruppe messen, mit $L_E = L_{\Delta f_G} + a_{Ro}$ bestimmen. Da wir später N' integrieren wollen, müssen wir N' linear als Ordinate auftragen. Als Abszisse ist der in Kopplungsbreiten b_k gemessene Abstand ζ vom Helicotrema, auch linear aufgetragen, das richtige Maß. In diesem Koordinatensystem können wir diejenigen spezifischen Lautheiten miteinander verbinden, die bei veränderlicher Frequenz von ein und denselben Pegeln hervorgerufen werden. Die daraus entstehenden Kurven sind in Bild 29 für Werte $30 \text{ dB} \leq L_{\Delta f_G} \leq 80 \text{ dB}$ als ausgezogene Linien dargestellt. Die Schalldruckpegel sind damit eindeutig bestimmten maximalen spezifischen Lautheiten zugeordnet.

Wir müssen nun noch den Abfall der Erregungen und damit auch den der spezifischen Lautheiten berücksichtigen. In Bild 21 ist die spezifische Lautheit eines frequenzgruppenbreiten Schmalbandgeräusches bei 1300 Hz Mittenfrequenz und 100 dB Schalldruckpegel dargestellt. Für die Gesamtlautheit maßgebend ist die Gesamtfläche, die zwischen Anstieg, Abfall und Abszisse liegt. Wenn wir die Form des Anstiegs senkrecht wählen und die dadurch verlorene Fläche beim Abfall wieder hinzuaddieren, so daß die in Bild 21 punktiert umrandete Fläche entsteht, so machen wir damit praktisch keinen Fehler. Die Berücksichtigung des Anstieges und Abfalles der spezifischen Lautheit wird aber wesentlich einfacher, wenn wir eine Kernlautheit von der Höhe N'_{\max} und der Breite 1 b_k annehmen und dazu eine Flankenlautheit in der Weise, daß die Gesamtfläche erhalten bleibt. Es zeigt sich nämlich, daß die so entstandenen Flankenlautheiten – in Bild 21 ist diejenige für $L = 100 \text{ dB}$ und 1200 Hz Mittenfrequenz

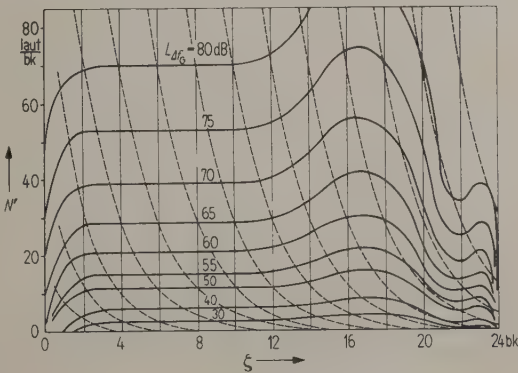


Bild 29. Schablonen zur graphischen Berechnung der Lautstärke von Dauergeräuschen aus dem Frequenzgruppen-Pegel-Diagramm ($30 \text{ dB} \leq L_{\Delta f_G} \leq 80 \text{ dB}$).

punktiert dargestellt — für verschiedene Lautheiten (d. h. Pegel) und verschiedene Abstände vom Helicotrema (d. h. Frequenzen) praktisch ineinander übergehen. Das heißt, daß sich diese abfallenden Kurven nicht wesentlich voneinander unterscheiden, es sei denn, daß sie bei kleinen ζ -Werten (niederen Frequenzen) etwas steiler verlaufen. Wir können dies in die gestrichelt in Bild 29 eingezeichneten abfallenden Kurven, d. h. die Flankenlautheiten, mit einbeziehen, in dem wir dem Benützer der Schablonen zur Auflage machen, er möge die Flankenlautheiten so eintragen, daß sie den gestrichelten Linien entsprechen.

Für Pegelwerte $60 \text{ dB} \leq L_{\Delta f_G} \leq 105 \text{ dB}$ ist in Bild 30 das entsprechende Diagramm dargestellt. Hier fallen die gestrichelt eingetragenen Flankenlautheiten etwas flacher ab als in Bild 29.

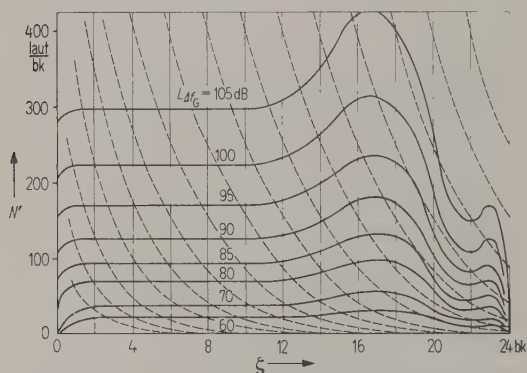


Bild 30. Schablonen zur graphischen Berechnung der Lautstärke von Dauergeräuschen aus dem Frequenzgruppen-Pegel-Diagramm ($60 \text{ dB} \leq L_{\Delta f_G} \leq 105 \text{ dB}$).

4.3. Berechnungsbeispiel

Die Berechnung der Lautstärke aus den Frequenzgruppen-Pegeldiagrammen ist in Bild 31 am Beispiel eines Elektromotors gezeigt. Die Schalldruckpegel werden in den einzelnen Frequenzgruppen gemessen und im Diagramm als Kernlautheiten, d. h. als horizontale Striche von der Länge einer Kopplungsbreite, an der Stelle eingetragen, die zur entsprechenden Frequenzgruppe gehört. Unser Frequenzgruppenfilter ist so aufgebaut, daß die erste Frequenzgruppe den Frequenzbereich überstreicht, der einem Bereich auf dem Cortischen Organ von $\zeta = 0$ bis $\zeta = 1 \text{ bk}$ entspricht. Tatsächlich kann das Gehör offenbar die Kopplungsbreiten verschieben, so daß sie keine festen Plätze auf der ζ -Achse einnehmen. Praktisch läßt sich dies allerdings nicht verwirklichen, was auch nicht nötig ist, weil der entstehende Fehler sehr gering ist.

Nachdem die Kernlautheiten bei den gemessenen $L_{\Delta f_G}$ -Werten eingetragen sind, werden von den rechten Enden der Kernlautheiten aus die schablonisier-

ten Flankenlautheiten (Bilder 29 und 30, gestrichelte Linien) eingetragen. Die Anstiege werden als senkrechte Linien eingetragen, wie dies in Bild 31 getan ist. Zunächst wird deutlich, daß die Kernlautheiten in den Kopplungsbreiten bei $\zeta = 3,5 \text{ bk}$ bzw. $\zeta = 8,5 \text{ bk}$ unter den Flankenlautheiten der tieferen Kopplungsbreiten liegen. Dies entspricht auch der Wirklichkeit, sie werden nämlich gar nicht wahrgenommen.

Das Geräusch setzt sich im wesentlichen aus zwei Teilen zusammen. Bei tiefen Frequenzen überwiegen stark die von der Magnetisierung des Elektromotors herrührenden magnetischen Töne [28]. Es handelt sich hier also um ein Spektrum aus direkten Teiltönen. Dies wird sofort deutlich, wenn wir die Schallintensitäten, die in die einzelnen Frequenzgruppen fallen, mit dem Fernhörer abhören. Bei hohen Fre-

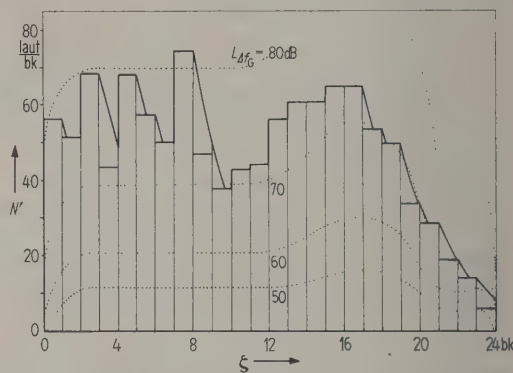


Bild 31. Beispiel der Berechnung der Lautstärke eines Elektromotors aus dem Frequenzgruppen-Pegel-Diagramm mit Hilfe der Schablonen von Bild 29.

quenzen (also großen ζ -Werten) tritt das Lagergeräusch stärker hervor. Dies ist im wesentlichen ein kontinuierliches Spektrum. Beim Abhören der Frequenzgruppen sind keine diskreten Teiltöne hörbar. Wenn wir nun die Lautheitsfläche diskutieren, erkennen wir sofort, daß magnetisches Geräusch und Lagergeräusch je etwa zur Hälfte an der Gesamtlautheit beteiligt sind. Das bedeutet aber, daß bei vollständiger Abdrosselung eines der Geräusche die Gesamtlautheit höchstens auf die Hälfte zurückgehen kann. Mit anderen Worten, wenn die Lautheit des Geräusches des Motors erheblich vermindert werden soll, muß sowohl das magnetische Geräusch als auch das Lagergeräusch erheblich gedrosselt werden.

Die Integration der Gesamtfläche ergibt einen bestimmten Lautheitswert in laut. Er kann, wenn gewünscht, in gleichlaute $L_{1 \text{ kHz}}$ -Werte also phon-Werte mit Hilfe von Bild 22 transponiert werden. Im Fall von Bild 31 ergeben sich 1230 laut, was 102,5 phon entspricht. Gemessen wurden im Lautstärkevergleich 101 phon.

4.4. Die Kurven gleicher Lautstärke

Die Kurven gleicher Lautstärke oder gleicher Lautheit spielen bei der Lautstärkeberechnung bei fast allen Verfahren eine wesentliche Rolle. In dem hier beschriebenen Verfahren war bisher darauf gar keine Rücksicht genommen worden. Andererseits muß das Verfahren natürlich auch Sinustöne richtig in der Lautstärke bewerten. Es ist daher eine gute Kontrolle für das Berechnungsschema, die Kurven gleicher Lautstärke zu berechnen. Zugrunde gelegt wird dabei die Hörschwelle, wie sie von ROBINSON gemessen wurde. Wir benützen nicht die ursprünglich aus den Mithörschwellen berechneten Erregungskurven, sondern die im Lautheits- ζ -Diagramm (Bilder 29 und 30) dargestellten schematisierten gestrichelten Kurven. Unsere Kopplungsbreiten wählen wir jetzt richtig in der Weise, daß der in der Lautheit zu bestimmende Sinuston in die Mitte einer Frequenzgruppe zu liegen kommt. Wenn wir z. B. einen 200-Hz-Ton berechnen wollen, liegt die erregte Kopplungsbreite zwischen $\zeta = 1,5$ bk und $\zeta = 2,5$ bk, für einen 150-Hz-Ton zwischen $\zeta = 1$ bk und $\zeta = 2$ bk. Töne, die unter 60 Hz (entsprechend $\zeta \leq 0,5$) liegen, werden so angesetzt, als würden sie nicht mehr die volle unterste Kopplungsbreite erregen, sondern nur noch den Teil, der zwischen 0 und dem doppelten ζ -Wert liegt.

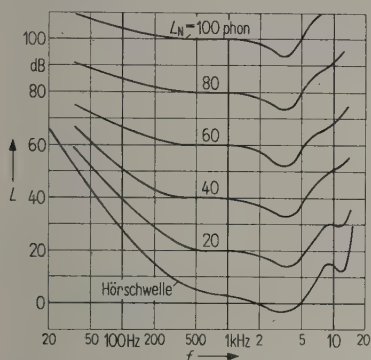


Bild 32. Mit Hilfe der Schablonen berechnete Kurven gleicher Lautstärke. Zugrunde gelegt wurde die von ROBINSON angegebene mittlere Hörschwelle.

Auf diese Weise sind mit Hilfe der Schablonen in den Bildern 29 und 30 sowie einer dritten, für noch kleinere Werte gerechneten Schablone die Kurven gleicher Lautstärke berechnet worden. Sie sind für Werte von 20 phon bis 100 phon in Bild 32 dargestellt und stimmen mit den von ROBINSON gemessenen Werten recht gut überein. Damit ist sowohl für Breitbandgeräusche als auch für Sinustöne bzw. Schmalbandgeräusche die Verwendungsfähigkeit des Verfahrens nachgeprüft worden. Wir haben außer-

dem an verschiedenen Geräuschen Lautstärkevergleiche und Lautheitsberechnungen durchgeführt, die gute Übereinstimmung zeigten.

5. Diskussion der Meßgröße der Lautheit

Die Lautheit mit der Einheit sone ist eine auf Verdopplungs- und Halbierungsschritten aufgebaute Größe. Wir versuchten die Einheit sone zu erhalten. Es zeigte sich jedoch, daß die Lautheit eines beliebigen Schalles, z. B. eines 1000-Hz-Tones, offenbar nicht die grundlegende Größe ist, aus der sich auch die Lautheit anderer Schalle zusammensetzt, sondern eine sehr spezielle Summierung von Elementarlautheiten darstellt.

Ein Verfahren, das sich wie das oben beschriebene auf den Grundgedanken der Addierbarkeit von Elementarlautheiten zur Gesamtlautheit aufbaut, weist deutlich darauf hin, daß die Lautheit des 1000-Hz-Tones bereits aus mehreren Elementarlautheiten gebildet wird. Die Zusammensetzung der Lautheit des 1000-Hz-Tones aus diesen Elementarlautheiten ist vom Pegel abhängig, was besonders dadurch deutlich wird, daß die Erregungskurven in Bild 16 nicht durch vertikale Parallelverschiebung auseinander hervorgehen. Damit wird der Zusammenhang zwischen der Lautheit des 1000-Hz-Tones in sone und der Elementarlautheit in laut/bk nichtlinear, so daß eine einfache Kopplung der beiden Einheiten nicht möglich erscheint.

Herrn Dipl.-Ing. H. AUPPERLE und Herrn Dipl.-Ing. J. SCHEYTT danke ich für die tatkräftige Unterstützung bei der Durchführung der Messungen. Ebenso danke ich den Herren des Instituts sehr herzlich dafür, daß sie sich immer wieder bereitwillig als Beobachter zur Verfügung gestellt haben.

Herrn Professor Dr. Dr.-Ing. E.h. R. FELDTKELLER, Herrn Dr.-Ing. R. OETINGER und Herrn Dipl.-Ing. E. PORT gilt mein besonderer Dank für die vielen gemeinsamen Diskussionen, die diese Arbeit entscheidend gefördert haben.

Die Deutsche Forschungsgemeinschaft hat einen Großteil der Mittel, die zum Bau der verwendeten Geräte benötigt wurden, zur Verfügung gestellt.

(Eingegangen am 21. Mai 1958.)

Schrifttum

- [1] FLETCHER, H. und MUNSON, W. A., Relation between loudness and masking. J. acoust. Soc. Amer. **9** [1937], 1.
- [2] FLETCHER, H., Loudness, masking and their relation to the hearing process and the problem of noise measurements. J. acoust. Soc. Amer. **9** [1938], 275.
- [3] MILLER, G. A., Sensitivity to changes in the intensity of white noise and its relation to masking and loudness. J. acoust. Soc. Amer. **19** [1947], 609.

- [4] ZWICKER, E., Die elementaren Grundlagen zur Bestimmung der Informationskapazität des Gehörs. *Acustica* 6 [1956], 365.
- [5] KAISER, W., Das Békésy-Audiometer der T.H. Stuttgart. *Acustica* 2 [1952], Beiheft 4, AB 235.
- [6] STEVENS, S. S., Problems and methods of psychophysics (im Druck).
- [7] ZWICKER, E. und FELDTKELLER, R., Über die Lautstärke von gleichförmigen Geräuschen. *Acustica* 5 [1955], 303.
- [8] ZWICKER, E. und GÄSSLER, G., Die Eignung des dynamischen Kopfhörers zur Untersuchung frequenzmodulierter Töne. *Acustica* 2 [1952], Beiheft 3, AB 134.
- [9] ROBINSON, D. W., The subjective loudness scale. *Acustica* 7 [1957], 217.
- [10] STEVENS, S. S., Concerning the form of the loudness function. *J. acoust. Soc. Amer.* 29 [1957], 603.
- [11] FELDTKELLER, R. und ZWICKER, E., Das Ohr als Nachrichtenempfänger. S. Hirzel Verlag, Stuttgart 1956.
- [12] ZWICKER, E., Difference limens and "Frequenzgruppen" in a model. *J. acoust. Soc. Amer.*, im Druck.
- [13] STEVENS, S. S., The measurement of loudness. *J. acoust. Soc. Amer.* 27 [1955], 815.
- [14] VON BÉKÉSY, G., Über die Resonanzkurve und die Abklingzeit der verschiedenen Stellen der Schneckenkantenwand. *Akust. Z.* 8 [1943], 66.
- [15] RANKE, O. F., Das Massenverhältnis zwischen Membran und Flüssigkeit im Innenohr. *Akust. Z.* 7 [1942], 1.
- [16] ZWICKER, E., Die Grenzen der Hörbarkeit der Amplitudenmodulation und der Frequenzmodulation eines Tones. *Acustica* 2 [1952], Beiheft 3, AB 125.
- [17] GÄSSLER, G., Über die Hörschwelle für Schallereignisse mit verschieden breitem Frequenzspektrum. *Acustica* 4 [1954], Beiheft 1, 408.
- [18] ZWICKER, E., Die Verdeckung von Schmalbandgeräusch durch Sinustöne. *Acustica* 4 [1954], Beiheft 1, 415.
- [19] ZWICKER, E., FLOTTORP, G. und STEVENS, S. S., The critical bandwidth in loudness summation. *J. acoust. Soc. Amer.* 29 [1957], 548.
- [20] VON BÉKÉSY, G., Some electro-mechanical properties of the organ of Corti. *Ann. Otology, Rhinology and Laryngology* 63 [1954], 448.
- [21] DAVIS, H., Psychophysiology of hearing and deafness (Handbook of experimental psychology). J. Wiley & Sons, New York 1951.
- [22] BAUCH, H., Über die Sonderstellung periodischer kurzer Druckimpulse bei der Empfindung der Lautstärke. *Acustica* 6 [1956], Beiheft 2, 494.
- [23] STEVENS, S. S., On the psychological law. *Psychol. Rev.*, 64 [1957], 153.
- [24] VON BÉKÉSY, G., Über die Messung der Schwingungsamplitude der Gehörknöchelchen mittels einer kapazitiven Sonde. *Akust. Z.* 6 [1941], 1.
- [25] ZWICKER, E. und HEINZ, W., Zur Häufigkeitsverteilung der menschlichen Hörschwelle. *Acustica* 5 [1955], Beiheft 1, 75.
- [26] ROBINSON, D. W. und DADSON, R. S., Threshold of hearing and equal loudness relations for pure tones, and the loudness function. *J. acoust. Soc. Amer.* 29 [1957], 1284.
- [27] CREMER, L. und SCHREIBER, L., Über die verschiedenen Darstellungsmöglichkeiten akustischer Spektren. *Frequenz* 10 [1956], 201.
- [28] MÜHLEISEN, K., Beitrag zur Geräuschuntersuchung an elektrischen Maschinen kleiner Leistung. Dissertation T.H. Stuttgart 1958.

Buchbesprechung

Schwingungsabwehr. Vorträge der VDI-Tagung Essen 1956, VDI-Berichte Band 24. VDI-Verlag, Düsseldorf 1957, 154 Seiten, 272 Bilder, 10 Zahlentafeln, DIN A 4, DM 28,80.

Von der VDI-Fachgruppe Schwingungstechnik wurde am 15. und 16. November 1956 in Essen eine Tagung unter dem Thema „Schwingungsabwehr“ durchgeführt. Die 21 Vorträge sind zusammen mit 5 Aussprachebeiträgen im Band 24 der VDI-Berichte im überarbeiteten Wortlaut wiedergegeben. In den Vorträgen wurden Schwingungsprobleme aus dem Maschinenbau und dem Bauwesen, aus der Aufstellung von Apparaten und von Maschinen sowie Fragen der Geräuschemessung und der Geräuschbekämpfung behandelt. Um ein Bild der gebotenen Stofffülle zu vermitteln, sind im folgenden die Themen der Beiträge angegeben:

- E. LÜCKE, Behandlung schwingungstechnischer Fragen im VDI.
- K. FEDERN, Grundlagen einer systematischen Schwingungsentstörung wellenelastischer Rotoren.
- K. LÖFFLER, Ergebnisse von Schaufelschwingungsmessungen im Betrieb einer Gasturbine.
- K. LÜRENBAUM und G. HIRSCH, Schwingungs-Untersuchungen an einer Leichtmetall-Verdichterschaukel.
- H. ROTHERT, Magnetisch erregte Schwingungen an Gleichstrommaschinen.
- Th. SCHWIRZER, Mechanisch-elektrische Modellversuche über Schwingungen an Bürstenhaltern für Kommutatormaschinen.

- G. HÜBNER, Untersuchungen über Schwingungen von Ständern elektrischer Maschinen.
- R. KÖHLER, Ergebnisse von Schwingungsuntersuchungen an Turbinenfundamenten und Turbinen.
- H. SIEBER, Zur Beurteilung gemessener Gebäudeerschütterungen.
- K. PETRIKAT, Schwingungsanfachung an Wehren und Tiefschützen und ihre Beseitigung.
- R. CORNELIUS, Schwingungsisolierung in Feinmechanik und Optik.
- H. HARTZ, An einem Punkt angestoßenes mechanisches Schwingungsgebilde (Schmiedehammer).
- R. MÜLLER, Resonanzfreie Kolbenentwerke.
- E. SPERLING und Chr. BETZHOLD, Beispiele zum Problem der Schwingungsabwehr bei der Deutschen Bundesbahn.
- W. BENZ, Begriffe und Bezeichnungen bei Dreh- und Biegeschwingungen umlaufender Körper sowie erregende Ursachen für Biegeschwingungen verschiedener Ordnung.
- D. DIECKMANN, Über die Einwirkung mechanischer Schwingungen bis 100 Hertz auf den Menschen.
- G. LEHMANN, Warum Lärmabwehr?
- H. STEPHANT, Grundgedanken zur technischen Lärmabwehr.
- W. WILLMS, Stand und Entwicklung der Geräuschemessung.
- G. BOBBERT, Die Schalldämpfung von Kraftfahrzeugen unter besonderer Berücksichtigung der Zweiräder.
- O. GERBER, Die Geräuschentwicklung bei Ventilatoren und Strahltriebwerken und deren Dämpfung.
- F. J. MEISTER, Beispiele für Geräuschemessungen.
- A. RARSFELD, Lautstärke von Ventilatoren.
- F. J. MEISTER, Schwingungs-Empfindungsschwelle und Intensitätsempfindung.
- F. EISEL und H.-D. SCHULZ, Abwehr dynamischer Störungen an Fahrzeugen.
- M. SADOWY, Entstörungsprobleme bei Aufstellung von Werkzeugmaschinen in Stockwerksbauten.

R. MARTIN

EXPERIMENTELLE UNTERSUCHUNGEN ZUR SCHALLDÄMMUNG VON ZYLINDERN*

von M. HECKL

Institut für Technische Akustik der Technischen Universität Berlin-Charlottenburg

Zusammenfassung

Bei der Schalldämmung von Zylindern treten zwei charakteristische Frequenzen auf. Erstens die sogenannte Ringdehnungsfrequenz, oberhalb der die Schalldämmung eines Zylinders der einer ebenen Platte entspricht. Zweitens die Frequenz, bei der die Luftschallwellenlänge gleich dem doppelten Rohrradius ist. Unterhalb dieser Frequenz hängt die Schalldämmung sehr stark von der Richtcharakteristik der anregenden Schallquelle und der Länge des Zylinders ab.

Zwischen diesen beiden Frequenzen treten bei Anregung mit schmalbandigen Geräuschen ausgeprägte Durchlaßbereiche auf. Bei Anregung mit Geräuschen von Oktavbreite ergibt sich ein von der Frequenz fast unabhängiges Schalldämmmaß.

Die Schalldämmmaße sind verschieden, je nachdem, ob die Schallquelle im Rohr oder außerhalb des Rohres ist.

Summary

There are two characteristic frequencies related to the sound insulation of hollow cylinders. One of them is the radial-resonance frequency. For frequencies higher than the radial-resonance frequency the sound insulation of a hollow cylinder corresponds to that of a plane plate. The second characteristic frequency is given, when the wavelength in air is equal to the diameter of the tube. For lower frequencies the sound insulation depends very much on the directivity of the exciting sound source and the length of the cylinder.

Between these two frequencies well marked transmission bands are observed when exciting with noise of small band-width. When exciting with noise of octave band-width the insulation is found to be nearly independent of frequency.

The sound insulation is different depending on the position of the sound source inside or outside the tube.

Sommaire

Il y a deux fréquences caractéristiques dans l'amortissement du son par des cylindres creux. La première est appelée la fréquence de vibration radiale; au-dessus de cette fréquence, l'amortissement du son par un cylindre creux correspond à l'amortissement par une plaque plane. La seconde est la fréquence pour laquelle la longueur d'onde dans l'air est égale au diamètre du cylindre; aux fréquences inférieures, l'amortissement dépend beaucoup de la caractéristique de directivité de la source sonore excitatrice et de la longueur du cylindre.

Entre ces deux fréquences, il existe des bandes de transmission bien nettes dans le cas d'une excitation par un bruit à bande étroite. Quand le bruit a une largeur de bande d'une octave, l'amortissement est presque indépendant de la fréquence.

L'amortissement est différent suivant que la source sonore se trouve à l'intérieur ou à l'extérieur du tube cylindrique.

1. Problemstellung

Die Schalldämmung von Zylindern unterscheidet sich in zwei Dingen von der bereits vielfach untersuchten Schalldämmung ebener Platten. Erstens verhält sich ein Zylinder gegenüber einem anregenden Druck — wegen der von der Krümmung hervorgerufenen Formsteifigkeit — ganz anders als eine ebene Platte; zweitens ist ein Zylinder ein in sich abgeschlossener Raum, der durch seine Abmessungen das Volumen des Sende- bzw. Empfangsraumes bei der Luftschalldämmung bestimmt.

Das erstgenannte Problem kann als gelöst gelten, wenn man die Bewegungsgleichungen eines Zylinders

kennt. Leider sind jedoch die Gleichungen im allgemeinsten Fall sehr kompliziert. Aus diesem Grunde gibt es in der Literatur [1] — [8] eine Anzahl von Bewegungsgleichungen, die mehr oder weniger gute Näherungen darstellen. Bei den vorliegenden Untersuchungen wurde stets die von CREMER [5] angegebene Gleichung benutzt. Sie erfaßt die hauptsächlich interessierenden Effekte genügend genau und hat den Vorteil, relativ einfach zu sein. Für Zylinder, deren Wandstärke nicht mehr klein ist verglichen mit dem Radius, gilt sie allerdings nicht mehr; außerdem ergibt sie auch — worauf SMITH [9] hinwies — für die freien Schwingungen niedriger Ordnung nicht die richtigen Eigenfrequenzen. Es konnte aber durch Vergleich mit den Bewegungsgleichungen anderer Autoren gezeigt werden, daß

* Teil der Dissertation, Technische Universität Berlin-Charlottenburg 1957.

für die vorliegenden Untersuchungen, bei denen nur die erzwungenen Schwingungen betrachtet werden, dieser Unterschied vernachlässigbar ist.

Das zweite Problem, die Größe des Zylindervolumens, bereitet bei der Messung der Luftschalldämmung einige Schwierigkeiten. Bei den vorliegenden Untersuchungen war nämlich der Radius der Zylinder von derselben Größenordnung wie die Luftwellenlänge. Da bei der Messung das Zylinderinnere entweder Sende- oder Empfangsraum ist, bedeutet das, daß in einem der Meßräume nicht mehr mit statistischer Schallverteilung gerechnet werden kann. Aus diesem Grunde ist es nicht möglich, aus dem Schalldruckverhältnis innerhalb und außerhalb des Rohres das Verhältnis von der auf die Zylinderwandung auftretenden Schalleistung zur durchgelassenen zu bestimmen.

Es wurde daher in Übereinstimmung mit den Vorschlägen der internationalen Norm (ISO/TC 43) das Schalldämmmaß R durch die Schallpegeldifferenz ΔL zwischen Sende- und Empfangsraum, durch die Prüffläche S (in m^2), das Volumen des Empfangsraumes V (in m^3) und die Nachhallzeit T (in s) definiert:

$$R = \Delta L + 10 \log \frac{ST}{0,16 V}. \quad (1)$$

(Es ist bekannt, daß diese Größe für große Meßräume das Verhältnis von auffallender zu durchgelassener Leistung ergibt.) Führt man statt der Pegeldifferenz das mittlere Schalldruckquadrat im Senderaum $\overline{p_S^2}$ und im Empfangsraum $\overline{p_E^2}$ ein, dann wird aus Gl. (1) ¹

$$R = 10 \log \frac{\overline{p_S^2} ST}{\overline{p_E^2} 0,16 V}. \quad (1a)$$

Wie man sieht, gehen in Gl. (1) nur direkt meßbare Größen ein. Es kann also das so definierte Schalldämmmaß auch in kleinen Räumen gemessen werden. Allerdings ist es möglich, daß die durch Gl. (1) definierte Größe von der Richtung der Messung abhängt. Man erhält ein unterschiedliches Ergebnis, je nachdem, ob die Schallquelle innerhalb oder außerhalb des Rohres ist.

Wie weit sich die in beiden Richtungen gemessenen Schalldämme von einander unterscheiden, wurde kürzlich von HECKL und SEIFERT [10] berechnet. In dieser Arbeit wird bewiesen, daß das von einer Punktschallquelle in einem halligen Raum erzeugte mittlere Schalldruckquadrat von der Anzahl der Eigenfrequenzen ΔN des Raumes im betrachteten Frequenzbereich Δf abhängt. Wendet man dieses Ergebnis auf die Messung der Schalldämme

an und nimmt einen der beiden Meßräume als ziemlich groß, den anderen (das Rohr) als ziemlich klein an, dann ergibt sich für den Unterschied der in beiden Richtungen gemessenen Schalldämme

$$\Delta R = 10 \log \frac{\Delta N}{\Delta N_\infty}. \quad (2)$$

Das Vorzeichen von ΔR ist dadurch festgelegt, daß die Schalldämme, die man erhält, wenn der kleine Raum als Senderaum dient, größer sind als die in der umgekehrten Richtung gemessenen. Mit ΔN wird die Anzahl der Eigenfrequenzen des kleinen Raumes mit dem Volumen V_R bezeichnet, und für ΔN_∞ gilt

$$\Delta N_\infty = \frac{4 \pi V_R}{c_0^3} f^2 \Delta f \quad (3)$$

(c_0 ist die Schallgeschwindigkeit in Luft).

Da Gl. (3) die bekannte Formel (siehe z. B. [11], § 68) für die Anzahl der Eigenfrequenzen großer Räume darstellt, erkennt man sofort, daß für zwei sehr große Meßräume $\Delta R = 0$ wird. Bei kleinen Räumen und besonders bei Räumen, die in einer Dimension sehr ausgedehnt sind (Rohre), ist dagegen $\Delta N > \Delta N_\infty$.

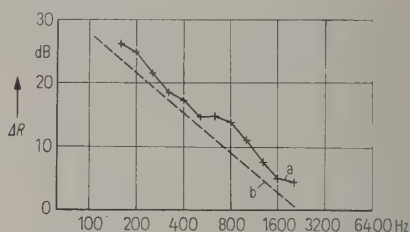


Bild 1. Unterschied der in beiden Richtungen gemessenen Schalldämme (Rohrradius 3,3 cm, Rohrlänge 450 cm); Kurve a: gemessen, Kurve b: nach Gl. (2) berechnet.

Bild 1 zeigt gemessene und nach Gl. (3) berechnete Werte von ΔR . Wie man sieht, stimmen die Werte ganz gut überein. Man kann sich also darauf beschränken, die Schalldämme in einer Richtung zu messen. Die in der anderen Richtung zu erwartenden kann man bei der Verwendung von Punktschallquellen nach Gl. (2) berechnen. Aus diesem Grunde wird im folgenden nurmehr von den Schalldämmen die Rede sein, die man erhält, wenn die Schallquelle im Zylinder ist.

Ein weiteres Problem, das mit den relativ kleinen Abmessungen der Zylinder zusammenhängt, ist die Tatsache, daß im Inneren von kleinen Zylindern nur wenige Eigenschwingungen der Luft (d. h. wenige Winkel, unter denen der Schall auf die Zylinderwandung auftrifft) möglich sind. Nun ist aber die Schalldämmung von Zylindern sehr von der örtlichen Verteilung der Anregung abhängig.

¹ Komplexe Größen werden durch Unterstreichung, Mittelwerte durch Überstreichung gekennzeichnet.

Zum Beispiel werden Wellen, deren Wellenfronten senkrecht zu den Raumbegrenzungen stehen, besser gedämmt als Wellen, die längs eines Umfanges mehrere Knoten haben. Man muß also bei der Berechnung des Schalldämmmaßes stets die Anregung der verschiedenen Eigenschwingungen, d. h. die Art des Senders, berücksichtigen.

2. Berechnung der Schalldämmung von Zylindern

2.1. Zusammenhang zwischen Trennimpedanz und Schalldämmmaß

Zur Berechnung der Schalldämmung empfiehlt es sich, die sogenannte Trennimpedanz Z_τ , d. h. das Verhältnis von anregender Schalldruckdifferenz $p_1 - p_2$ zur Schnelle \underline{v} der Rohrwandung einzuführen:

$$Z_\tau = \frac{p_1 - p_2}{\underline{v}}. \quad (4)$$

Eine derartige Definition ist nur zulässig, wenn p_1 , p_2 und \underline{v} dieselbe örtliche Verteilung haben, d. h. wenn nur „erzwungene“ Wellen auf der Zylinderwandung auftreten. Streng genommen ist diese Voraussetzung nur für unendlich lange Zylinder erfüllt; denn bei Zylindern endlicher Länge werden wegen der Randbedingungen an den Enden stets auch sogenannte „freie“ Wellen ausgelöst, die sich zu den „erzwungenen Wellen“ addieren.

Obwohl alle zur Messung benutzten Rohre nicht allzu lang waren, wird im folgenden mit der Trennimpedanz nach Gl. (4) gerechnet, also der Einfluß der „freien“ Wellen vernachlässigt. Wie die Messungen zeigten, ist diese Vernachlässigung zumindest für Zylinder, deren Wandstärke sehr klein ist, und deren Länge mehrere Wellenlängen beträgt, berechtigt, weil die „freien“ Wellen so schlecht abgestrahlt werden, daß sie kaum zur Schalldämmung beitragen.

Aus der Arbeit von L. CREMER [5] kann man die Formel

$$\frac{p_{1+}}{p_2} = 1 + \frac{Z_\tau \cos \vartheta}{2 \varrho_0 c_0} \quad (5)$$

entnehmen. Dabei bedeutet p_2 den Schalldruck außerhalb des Rohres, direkt an der Wandung gemessen. Ferner gilt $2 p_{1+} = p_1 + p_2$, wobei p_1 der Schalldruck innerhalb des Rohres direkt an der Wandung ist. (Bei der Ableitung von Gl. (5) wird vorausgesetzt, daß man den Schalldruck an der Rohrwandung aufspalten kann in einen Teil, der von einer hineinenden, und einen Teil, der von einer reflektierten Welle herrührt. Diese Aufspaltung ist für ebene Wellen, die in Richtung der Rohrachse laufen nicht möglich; glücklicherweise spielen diese Wellen für die Schalldämmung keine Rolle.)

Der Ausdruck $\varrho_0 c_0 / \cos \vartheta$ stellt den Strahlungswiderstand für ebene Platten dar, wenn die Abstrahlung unter dem Winkel ϑ erfolgt. Für Zylinder ist stattdessen

$$\underline{p}_2 / \underline{v} = \varrho_0 c_0 \sigma. \quad (5a)$$

Diese Größe ist der Realteil des Strahlungswiderstandes von Zylindern (der Imaginärteil kann vernachlässigt werden). Die Werte, die σ annimmt, können aus der Arbeit von JÜNGER [12] entnommen werden. Für die hier betrachteten Rohre ist $1 < \sigma < 2$. Man macht daher keinen großen Fehler, wenn man σ als unabhängig von der Frequenz betrachtet.

Da $p_2 \ll p_1$ gesetzt werden kann, folgt aus Gl. (5)

$$\frac{p_1}{2 p_2} = 1 + \frac{Z_\tau}{2 \varrho_0 c_0 \sigma}. \quad (6)$$

Aus dieser Gleichung lassen sich die Schalldämmmaße ermitteln. Man bestimmt dazu die vom Zylinder abgestrahlte Leistung P , wenn die Schnelle \underline{v} bekannt ist. Bekanntlich gilt (siehe z. B. GÖSELE [13])

$$P = \frac{\varrho_0 c_0}{2} S \sigma \underline{v}^2.$$

Drückt man nun die abgestrahlte Schalleistung durch das mittlere Schalldruckquadrat im Empfangsraum $\overline{p_E^2}$ aus und berücksichtigt die Gl. (5a), dann folgt

$$\overline{p_E^2} = \overline{p_2^2} \frac{4 T S}{0,16 V \sigma}. \quad (7)$$

Hat man eine derartige Anregung in einem unendlich langen Rohr, daß mehrere Eigenschwingungen der Luft angeregt werden, dann kann man den Schalldruck an der Rohrwandung ausdrücken durch (siehe z. B. MORSE [14])

$$p_1(\varphi, z) = \sum_{n, \nu=0}^{\infty} \frac{\underline{p}_{n, \nu} \cos n \varphi}{\sin n \varphi} e^{\pm i k_z z} \quad (8)$$

($2n$ Anzahl der Knoten längs eines Umfanges, k_z Wellenzahl in axialer Richtung, ν Laufzahl, φ und z Koordinaten der Zylinderwandung).

Aus Gl. (6) folgt dann

$$2 p_2(\varphi, z) = \sum_{n, \nu=0}^{\infty} \frac{\underline{p}_{n, \nu} \cos n \varphi}{1 + (Z_\tau / 2 \varrho_0 c_0 \sigma) \sin n \varphi} e^{\pm i k_z z}. \quad (9)$$

Es muß dabei beachtet werden, daß $Z_\tau = Z_\tau(n, \nu, f)$ von der Schwingungsform der Luft und der Frequenz f abhängt. Setzt man Gl. (9) in Gl. (7) ein, so folgt

$$\overline{p_E^2} = \frac{T S}{4 \cdot 0,16 V \sigma} \sum_{n, \nu} \frac{|\underline{p}_{n, \nu}^2|}{|1 + (Z_\tau / 2 \varrho_0 c_0 \sigma)|^2}. \quad (10)$$

Zur Berechnung der Schalldämmmaße muß noch das mittlere Schalldruckquadrat im Rohr bekannt sein. Wenn γ das Verhältnis von Schalldruckquadrat an

der Rohrwandung zu mittlerem Schalldruckquadrat im Rohr ist, dann gilt

$$\overline{p_s^2} = \frac{1}{\gamma} \overline{p_1^2} = \frac{1}{4\gamma} \sum_{n,v} |p_{n,v}^2|. \quad (11)$$

(Es läßt sich leicht zeigen, daß für die untersuchten Räume $1 < \gamma < 2$ gilt.)

Integriert man die Gl. (10) und (11) noch über das benutzte Frequenzband, so folgt

$$R \approx 10 \log \frac{\sum_{n,v} \int_{f_2}^{f_1} |p_{n,v}^2| df}{\sum_{n,v} \int_{f_2}^{f_1} \frac{|p_{n,v}^2|}{|1 + (Z_r/2 \varrho_0 c_0 \sigma)|^2} df} \quad (12)$$

($\sigma \approx \gamma$ gesetzt).

2.2. Bestimmung der Trennimpedanz

Um Gl. (12) weiter auswerten zu können, muß man natürlich Z_r kennen. Zu diesem Zweck wird der von CREMER [5] angegebene Ausdruck benutzt. Er lautet

$$Z_r = i \omega m \left(1 - \frac{f_R^2}{f^2} \sin^4 \beta - \frac{f^2}{f_G^2} \sin^4 \vartheta \right). \quad (13)$$

(Dabei ist m die Masse pro Flächeneinheit.) Durch die Winkel β und ϑ sind bei hohen Frequenzen die Einfallrichtungen der Wellen zur Flächennormalen auf der Zylinderwandung und zu einer senkrecht zur Zylinderachse stehenden Ebene gegeben.

Die Frequenz f_R stellt die sogenannte Ringdehnungsfrequenz dar. Sie ist dadurch gegeben, daß der Umfang des Zylinders gerade eine Longitudinalwellenlänge ist. Also

$$f_R = c_L / 2\pi a \quad \text{bzw.} \quad k_0 a = c_L / c_0 \quad (14)$$

(c_L ist die Longitudinalwellengeschwindigkeit im Rohrmaterial, a der Rohrradius und $k_0 = \omega / c_0$ die Wellenzahl in Luft).

Die Frequenz f_G stellt die Spuranpassungsfrequenz einer ebenen Platte mit der gleichen Wandstärke dar. Da die untersuchten Rohre aus Stahl waren und eine Wandstärke von maximal 3 mm hatten, ist stets $f_G > 4500$ Hz. Es wurde nur bis etwa 4000 Hz gemessen, also kann man den dritten Term in Gl. (13) gegen eins vernachlässigen.

Führt man in Gl. (13) statt des Winkels β die Wellenzahl k_z in axialer Richtung ein, dann erhält man mit der oben angegebenen Näherung

$$Z_r \approx i \omega m \left[1 - \frac{f_R^2}{f^2} \left(\frac{k_z^2 a^2}{n^2 + k_z^2 a^2} \right)^2 \right]. \quad (14a)$$

Aus Gl. (14a) sieht man sofort, daß für $f > f_R$ der zweite Term in der Klammer keine Rolle mehr spielt. In diesem Frequenzbereich wirkt also das Rohr nurmehr auf Grund seiner Massendämmung. Das bedeutet, daß für $f > 2f_R$ die Schalldämmung eines Zylinders der einer ebenen Platte entspricht

(siehe auch [5]). Es soll daher im folgenden nur das Gebiet unterhalb der Ringdehnungsfrequenz betrachtet werden. Diese Beschränkung bedeutet jedoch, daß die Radien der untersuchten Rohre nicht viel größer als die Luftwellenlänge λ_0 sind. Für ein Stahlrohr ist $c_L = 14,5 c_0$. Also gilt $\lambda_0 > 0,43 a$.

Bei der Auswertung von Gl. (14a) muß noch beachtet werden, daß k_z bei gegebener Frequenz nicht jeden beliebigen Wert annehmen kann. Für unendlich lange Rohre muß gelten:

$$k_0^2 a^2 = k_{nv}^2 a^2 + k_z^2 a^2. \quad (15)$$

Die Werte für $k_{nv} a$, die sich daraus ergeben, daß die Normalkomponente der Schallschnelle an der Rohrwandung fast Null sein muß, kann man z. B. aus [14] entnehmen. Die dort angegebenen Werte sind $k_{nv} a = 0; 1,8; 3,1; 3,8; 4,2; 5,3; 6,4; 6,7; 7,0; \dots$

Einige Werte für Z_r , die sich aus Gl. (14a) und (15) für ein luftgefülltes Stahlrohr ($c_L = 5 \cdot 10^5$ cm/s) ergeben, sind in Bild 2 über dem dimensionslosen Parameter $k_0 a$ aufgetragen. Besonders interessant an Bild 2 ist, daß an einigen Stellen, nämlich bei den sogenannten Durchlaßfrequenzen, $Z_r = 0$ wird. Das bedeutet (siehe Gl. (12)), daß für die entsprechenden Schwingungsformen Totaldurchgänge auftreten.

Die Totaldurchgänge treten nicht wie bei der statistischen Betrachtungsweise bei jeder beliebigen Frequenz auf, sondern nur bei ganz bestimmten. Im vorliegenden Beispiel gibt es für $f < 0,5 f_R$ nur fünf Durchlaßfrequenzen, die gegeben sind durch

$$f = \frac{c_0}{2\pi a} \chi; \quad \chi = 1,9; 3,2; 4,7; 5,3; 6,3.$$

2.3. Das Schalldämmmaß bei Anregung mit breitbandigen Geräuschen

Während die Berechnung des Schalldämmmaßes für reine Töne relativ einfach ist, weil in diesen Fäl-

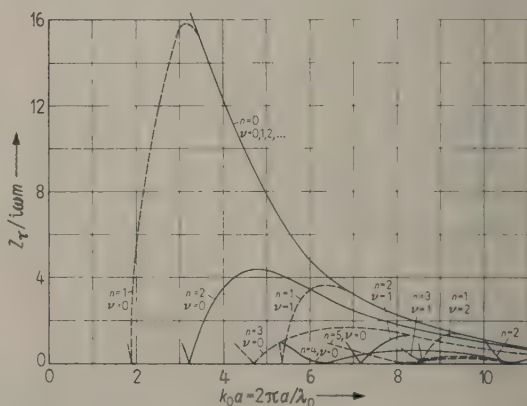


Bild 2. Trennimpedanz eines luftgefüllten Stahlzylinders (Schallquelle im Zylinder).

len in Gl. (12) die Integration nicht notwendig ist, und weil es meist genügt, nur eine Schwingungsform der Luft zu berücksichtigen, bereitet die Berechnung von R einige Schwierigkeiten, wenn man über ein Frequenzband zu integrieren hat und das Vorhandensein mehrerer Eigenschwingungen berücksichtigen muß.

Es liegt nun natürlich nahe, zuerst den einfachsten Fall zu untersuchen, nämlich den, bei dem die p_{nv} unabhängig von der Frequenz sind. Unter dieser Annahme erhält man, wenn man die Integration in Gl. (12) näherungsweise (bis zu Gliedern zweiter Ordnung) ausführt,

$$R - 10 \log \frac{c_L m}{2 \varrho_0 c_0 a} = \quad (16)$$

$$= 10 \log \frac{8 a (f_1 - f_2)}{c_0} \frac{\sum |p_{nv}^2|}{\sum |p_{nv}^2| n^2 / k_{nv} a}.$$

Wie man sieht, ist das rechte Glied dieser Gleichung unabhängig von den Zylinderabmessungen und dem Material, aus dem das Rohr besteht. Das heißt, bei gleicher Anregung, also bei gleichen p_{nv} , kann man den Unterschied der Schalldämme von zwei verschiedenen Rohren aus Gl. (16) leicht bestimmen. Es ist dabei wichtig, daß Schalldämme für gleiche Werte von $k_0 a$ und nicht für gleiche Frequenzen miteinander verglichen werden. Bemerkenswert ist noch, daß — wie auch schon von CREMER [5] festgestellt — eine Verdoppelung der Stärke der Rohrwandung nur eine Erhöhung der Schalldämme um 3 dB ergibt.

Zur Berechnung von Werten nach Gl. (16) muß man noch weitere Annahmen über die Größen p_{nv} machen. Es erscheint sinnvoll anzunehmen, daß nur diejenigen Schwingungsformen, die ungedämpft möglich sind (d. h. für die $k_{nv} a < k_0 a$), einen nennenswerten Beitrag zum Schalldruck im Rohr liefern und daß die Schallenergie auf diese Schwingungsformen gleichmäßig verteilt ist. Legt man der Rechnung weiterhin zugrunde, daß das anregende Frequenzgemisch eine Oktave breit ist, dann erhält man für $1,5 < k_0 a < 0,6 c_L / c_0$

$$R - 10 \log \frac{c_L m}{2 \varrho_0 c_0 a} \approx 9. \quad (17)$$

Diese Gleichung ist im genannten Gültigkeitsbereich unabhängig vom Rohrmaterial und vom umgebenden Medium.

3. Meßergebnisse

3.1. Bei Verwendung von Geräuschen kleiner Bandbreite

Alle Rohre wurden in einem relativ halligen Raum mit einem Volumen von 44 m³ untersucht. Die Schallquelle befand sich stets im Rohr. Sie bestand aus einem kleinen Lautsprecher von 6,5 cm

Durchmesser, der eingekapselt war, so daß er sich etwa wie eine Punktschallquelle verhielt. Die Messung des Schalldrucks im Rohr erfolgte mit Hilfe eines Kondensator-Mikrophons mit angeschlossenen Oktavsieb, Verstärker und Pegelschreiber. Die Schalldruckmessung im Empfangsraum wurde auf die gleiche Weise vorgenommen. Es wurde stets an mindestens sechs verschiedenen Mikrophonorten und bei drei verschiedenen Senderstellungen gemessen. Die erhaltenen Ergebnisse wurden gemittelt.

Die Rohre waren an beiden Seiten mit schweren Platten abgedeckt und gut abgedichtet, so daß sichergestellt war, daß der Schalldurchgang nur durch die Rohrwandungen erfolgte.

Als schmalbandiges Geräusch wurden sogenannte „gleitende Heultöne“ mit 80 Hz Heulhub benutzt, d. h., die Mittelfrequenz eines Heultongenerators wurde kontinuierlich geändert und der Schalldruck gleichzeitig auf einem Pegelschreiber registriert.

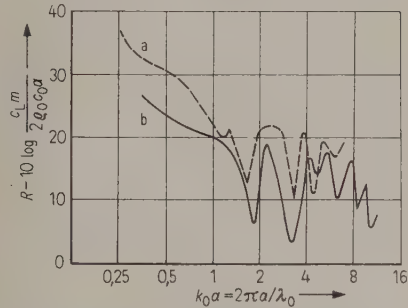


Bild 3. Gemessene Schalldämme bei Verwendung von schmalbandigen Geräuschen; Kurve a: Rohrradius 5,5 cm, Rohrlänge 577 cm, Kurve b: Rohrradius 15,6 cm, Rohrlänge 200 cm.

In Bild 3 sind die nach dieser Methode erhaltenen Schalldämme für zwei Rohre aufgetragen. Wie man sieht, zeigen die eingezeichneten Kurven deutliche Einbrüche bei $k_0 a = 1,9; 3,2; 4,7; 6,3; 8,5; 10,5$. Das sind genau die Stellen, bei denen die Trennimpedanz einer Schwingungsform eine Nullstelle hat (siehe Bild 2). Selbstverständlich geht bei der Messung die Dämmung nicht gegen Null; einmal, weil das verwendete Frequenzgemisch doch noch relativ breit ist; zum zweiten, weil der Totaldurchgang jeweils nur für eine bestimmte Schwingungsform auftritt, während die Schallenergie auf mehrere Wellentypen verteilt ist. Schließlich ist auch die endliche Länge der Rohre von Einfluß, was man besonders deutlich daran erkennt, daß bei dem sehr kurzen Rohr mit $a = 36$ cm und $l = 77$ cm Durchlaßbereiche nicht eindeutig festgestellt werden konnten.

An den Stellen $k_0 a = 5,3; 7,1$ treten die Einbrüche in der Dämmkurve deswegen nicht immer auf, weil die entsprechenden Durchlaßbereiche sehr scharf sind (siehe Bild 2).

Es sei noch bemerkt, daß bei der Messung der Schalldämme von außen nach innen die Durchlaßbereiche noch wesentlich deutlicher auftreten, weil gerade an diesen Stellen wegen der Häufung der Eigenfrequenzen die Unterschiede der in beiden Richtungen gemessenen Schalldämme ziemlich groß sind.

3.2. Bei Verwendung von breitbandigen Geräuschen

In diesem Fall erfolgte die Messung genau so wie im Abschnitt 3.1. erläutert, nur wurde der Lautsprecher aus einem Rauschgenerator gespeist und empfangsseitig der interessierende Bereich mit Hilfe eines Oktavsiebes ausgesiebt. Die ermittelten Ergebnisse sind für vier verschiedene Rohre in den Bildern 4 und 5 aufgetragen.

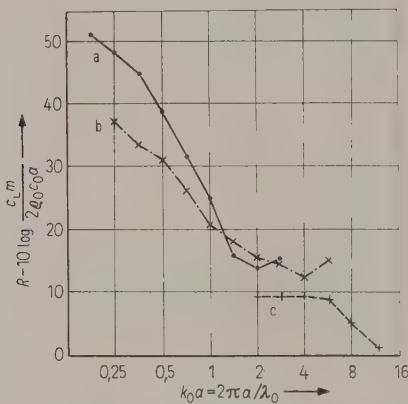


Bild 4. Gemessene Schalldämme bei Verwendung von Geräuschen von Oktavbreite;
Kurve a: Radius 3,3 cm, Länge 450 cm,
Kurve b: Radius 5,5 cm, Länge 577 cm,
Kurve c: nach Gl. (16) berechnete Werte.

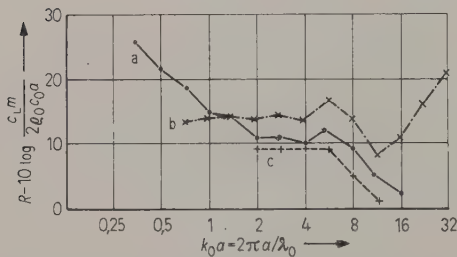


Bild 5. Gemessene Schalldämme bei Verwendung von Geräuschen von Oktavbreite;
Kurve a: Radius 15,6 cm, Länge 200 cm,
Kurve b: Radius 36 cm, Länge 77 cm,
Kurve c: nach Gl. (16) berechnete Werte.

Wie man sieht, liefert diese Art der Auftragung tatsächlich für alle Rohre etwa die gleichen Werte. Die gemessenen Schalldämme liegen nur etwa 2 bis 4 dB höher als die gerechneten Werte für Rohre unendlicher Länge. Die in den Bildern 4 und 5 eingezeichneten theoretischen Werte für $k_0 a > 8$ er-

geben sich aus Gl. (16), wenn man die Summation auch noch für $k_0 a > 0,6 c_l/c_0$ durchgeführt.

Man hat also die Möglichkeit, die Schalldämmung von Rohren bei Vorhandensein von breitbandigen Geräuschen in einem Teil des Frequenzbereiches wenigstens näherungsweise vorzuberechnen.

4. Verhalten von kleinen Rohren bei tiefen Frequenzen

Im Verlauf der bisherigen theoretischen Betrachtungen wurde nur die Schalldämmung von Rohren für $k_0 a > 1,5$ bei Vorhandensein von punktförmigen Schallquellen untersucht. In diesem Gebiet konnte auch eine mit den Meßergebnissen einigermaßen übereinstimmende Theorie gegeben werden.

Für das Gebiet $k_0 a < 1,5$ liegen die Verhältnisse leider wesentlich komplizierter. Hier sind nur ebene Wellen möglich, die sich in Richtung der Rohrachse ausbreiten (also $n=0$). Alle anderen Schwingungsformen können nur in unmittelbarer Umgebung der Schallquelle und nur in stark gedämpfter Form auftreten. Man würde daher erwarten, daß das Rohr nur zu Ringdehnungen angeregt wird. Tatsächlich treten jedoch Schwingungen höherer Ordnung auf, die die Schalldämmung bestimmen. Um zu klären, wie diese Schwingungen angeregt werden, wurde in ein Rohr von 15,6 cm Radius senkrecht zur Rohrachse eine Hartfaserplatte gebracht, die gegen die Rohrwandung körperschallisoliert war. Auf der Platte waren zwei gleiche Lautsprecher mit je ca. 5 cm Durchmesser montiert. Diese Lautsprecher konnten einzeln betrieben und sowohl gleichphasig als auch gegenphasig geschaltet werden. In Bild 6 sind die so erhaltenen Schalldämme aufgetragen.

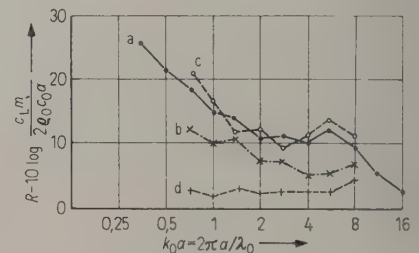


Bild 6. Gemessene Schalldämme bei verschiedener Luftschallanregung (Radius 15,6 cm);
Kurve a: Anregung durch eine Punktschallquelle,
Kurve b: Anregung durch einen Lautsprecher,
Kurve c: Anregung durch zwei gleichphasige Lautsprecher,
Kurve d: Anregung durch zwei gegenphasige Lautsprecher.

Wie man sieht, weichen die Ergebnisse besonders für $k_0 a \leq 1,5$ sehr stark voneinander ab. Aber auch für $k_0 a > 1,5$ ergeben sich noch Unterschiede. Das

kommt daher, daß die Annahme der Gleichverteilung der Schallenergie nicht mehr zulässig ist.

Aus den Meßergebnissen kann man folgern, daß im Bereich $k_0 a < 1,5$ die Definition und Bestimmung eines Schalldämmmaßes kaum mehr einen Sinn hat; denn das Ergebnis hängt hauptsächlich von der doch mehr oder weniger zufälligen und meistens unbekannten Schwingungsform der Schallquelle ab. Über diese Tatsache berichteten auch schon BOLT, YOUNG und LANG [15], die Messungen an Zylindern mit 11 und 18,5 cm Radius vornahmen.

Qualitativ kann man das Ergebnis etwa so deuten: Wenn die Schallquelle nicht genau konphas über den ganzen Rohrquerschnitt schwingt, werden im Rohr wegen der durch die Form der Schallquelle gegebenen Randbedingungen auch bei $k_0 a < 1,5$ Schwingungen mit mehreren Knoten längs eines Umfanges erzeugt. Diese Schwingungen sind allerdings sehr stark gedämpft und spielen daher für den im Rohr herrschenden Schalldruck keine Rolle. Da für sie aber die Trennimpedanz ziemlich klein ist, können sie die Rohrwandung in Schwingungen versetzen.

Am auffälligsten wird dieser Tatbestand, wenn man beide Lautsprecher erst gleichphasig betreibt und dann gegenphasig schaltet. Im ersten Fall wird hauptsächlich die Schwingungsform $n=0$ angeregt, während die höheren Schwingungen kaum auftreten. Im zweiten Fall werden dagegen die höheren Schwingungsformen wesentlich besser angeregt, und es ergibt sich im Rohr meist ein kleinerer Schalldruck als im ersten Falle. Trotzdem steigt der Schalldruck außerhalb des Rohres, weil für die

Schalldämmung nur die Schwingungen höherer Ordnung maßgebend sind.

Da die Schwingungen höherer Ordnungen nur ein exponentiell abklingendes Nahfeld in der Nähe der Schallquelle erzeugen, ist im Gebiet $k_0 a < 1,5$ die Schalldämmung sehr stark von der Rohrlänge abhängig, und zwar ist die Dämmung um so größer, je größer das Verhältnis von Rohrlänge zu Rohrdurchmesser ist. Diese Tendenz ist deutlich aus den Bildern 4 und 5 ersichtlich.

Um einen Überblick über das Verhalten von Rohren hinsichtlich ihrer Luftschalldämmung zu geben, ist in Bild 7 in Abhängigkeit von der Frequenz und vom Rohrradius angegeben, welchen Charakter die Schalldämmung hat.

Herrn Professor CREMER bin ich für die Stellung der Aufgabe und für zahlreiche wertvolle Ratschläge und Hinweise während der Durchführung der Arbeit zu großem Dank verpflichtet. Herrn Professor GOBRECHT danke ich für das fördernde Interesse, das er an der Arbeit nahm. Der Deutschen Forschungsgemeinschaft sei an dieser Stelle dafür gedankt, daß sie durch Gewährung von finanziellen Mitteln die vorliegenden Untersuchungen ermöglichte.

(Eingegangen am 7. Juni 1958.)

Schrifttum

- [1] LORD RAYLEIGH, Theory of sound I, Paragr. 232–235.
- [2] LOVE, A. E. H., Philos. Trans. A **179** [1888], 491.
- [3] FLÜGGE, W., Schalen. Springer-Verlag, Berlin 1940.
- [4] KENNARD, E. H., J. appl. Mech. **20** [1953], 33.
- [5] CREMER, L., Acustica **5** [1955], 245.
- [6] SMITH, P. W., J. acoust. Soc. Amer. **27** [1955], 1065.
- [7] NAGHDI, P. M. und BERRY, J. G., J. appl. Mech. **21** [1954], 160.
- [8] MIRSKY, I. und HERRMANN, G., J. acoust. Soc. Amer. **29** [1957], 1116.
- [9] SMITH, P. W., J. acoust. Soc. Amer. **29** [1957], 721.
- [10] HECKL, M. und SEIFERT, K., Acustica **8** [1958], 212.
- [11] CREMER, L., Die wissenschaftlichen Grundlagen der Raumakustik, Bd. 3, S. Hirzel Verlag, Leipzig 1950.
- [12] JUNGER, M. C., J. acoust. Soc. Amer. **25** [1953], 40.
- [13] GÖSELE, K., Acustica **3** [1953], 243.
- [14] MORSE, P. M., Vibration and sound, Kap. VIII, 26. McGraw-Hill Book Co., New York 1948.
- [15] BOLT, R. H., YOUNG, J. E. und LANG, H. C., J. acoust. Soc. Amer. **24** [1952], 451 (Abstract).

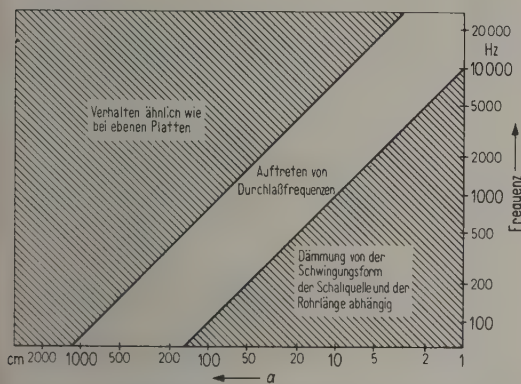


Bild 7. Prinzipielles Verhalten der Schalldämmung von Rohren.

APPARATUR ZUR AUTOMATISCHEN AUSWERTUNG VON SCHALLRÜCKWURFFOLGEN

von W. JUNIUS

III. Physikalisches Institut der Universität Göttingen

Zusammenfassung

Es wird eine elektronische Apparatur für raumakustische Untersuchungen beschrieben, die aus dem Schalldruckverlauf einer Rückwurffolge die Energie für jeden einzelnen Rückwurf angibt und die die Zahl der Rückwürfe, geordnet nach ihrer Energie und ihrer Eintreffzeit, registriert.

Summary

An electronic apparatus for room-acoustical investigations is described. The apparatus evaluates the sound pressure of temporal successions of sound reflections and measures the energy for every reflection. The number of reflections classified with respect to energy and delay time is registered.

Sommaire

On décrit un appareil électronique pour les études d'acoustique des salles, qui donne, à partir de la variation de la pression sonore d'une succession de réflexions, l'énergie relative à chacune des réflexions et qui enregistre le nombre de réflexions pour chaque valeur de l'énergie et de la durée de propagation.

1. Einleitung

Die Untersuchung von Schallreflexionen in Räumen gewann in neuerer Zeit als raumakustisches Meßverfahren Bedeutung durch Arbeiten von E. MEYER [1], G. R. SCHODDER [2] und R. THIELE [3]. Bei der Durchführung solcher Untersuchungen werden die Rückwürfe in dem Raum durch einen sehr kurzen akustischen Impuls ausgelöst. Die Druckwelle eines solchen Impulses wird an den Raumbegrenzungen und an Gegenständen im Raum reflektiert. Auf dem beobachteten Platz treffen in zeitlicher Folge zuerst der von der Schallquelle direkt kommende Schall und darauf die Schallrückwürfe ein. Diese Rückwurffolgen wurden bisher oszillographiert und an Hand von Photographien der Oszillogramme nach Intensität und Eintreffzeit der Rückwürfe ausgewertet. Das ist bei der oft großen Zahl von Reflexionen eine recht zeitraubende Angelegenheit. Daher lag der Gedanke nahe, die mühselige Arbeit der Auswertung einer automatischen Apparatur zu überlassen, die die Energie eines jeden Rückwurfes feststellt und die Zahl der Rückwürfe, geordnet nach Energie und Eintreffzeit, registriert. Der Fortschritt einer automatischen Rückwurfzählung liegt vor allem in einer Objektivierung der Auswertung durch Vermeidung von Unzulänglichkeiten des menschlichen Auges bei der Auflösung einer Folge in einzelne Rückwürfe und durch die Bestimmung der Energie der einzelnen Rückwürfe gegenüber der bisher nur möglichen Messung der Schalldruckamplitude. Die vorliegende Arbeit beschreibt einen solchen Rückwurfzähler.

2. Die Aufgaben des Rückwurfzählers

Bei der Untersuchung von Rückwurffolgen interessiert die Zahl der Rückwürfe. Deshalb ist als wichtigstes eine exakte Auflösung der Rückwurffolge in einzelne Rückwürfe nötig. Für die Charakterisierung der einzelnen Rückwürfe ist das Verhältnis zwischen der Energie eines jeden Rückwurfes und der Energie des direkten Schalles und dann die Differenz zwischen der Laufzeit eines jeden Rückwurfes und der Laufzeit des direkten Schalles zu bestimmen. Um bei der großen Zahl von Rückwürfen ein leicht übersehbares Ergebnis zu bekommen, sollen bei der Registrierung alle diejenigen Rückwürfe zusammengezählt werden, deren Energien und Laufzeitdifferenzen in bestimmte vorgebbare Intervalle fallen. Der direkte Schall, der als erster akustischer Impuls in einer Rückwurffolge erscheint, dient dabei als Zeitnullpunkt und Energienormal.

Die Auswertung wird zweckmäßig in mehreren Schritten vorgenommen: Nach Aufteilung der Rückwurffolge in mehrere Zeitintervalle werden jeweils nur diejenigen Rückwürfe untersucht, die in dem

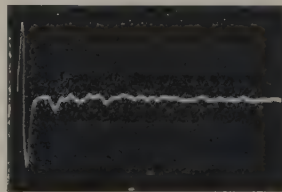


Bild 1. Oszillogramm des Funkenkalles.

vorgegebenen Zeitintervall liegen. Von diesen werden nur die von einem Zählwerk registriert, deren Energie die untere Grenze des vorgegebenen Energieniveaus überschreitet. So werden nacheinander alle Zeit- und Energieintervalle untersucht. Um die Rückwurffolgen leicht reproduzieren zu können, wird der Schalldruckverlauf auf Magnettonband aufgezeichnet.

Für die Auflösung der Rückwurffolge in einzelne Rückwürfe ist es nötig zu definieren, was die Apparat unter einem Rückwurf verstehen soll. Bild 1 zeigt ein Oszillogramm des Funkenknalles, mit dem die Rückwürfe in einem Raum ausgelöst werden. Als rückwurferzeugender akustischer Impuls ist der erste große Schwingungszug anzusehen, der beinahe die Form einer Sinusfunktion hat. Die zeitliche Dauer dieser Schwingung beträgt etwa 0,3 ms. Die um -17 dB kleineren Nachläufer des Funkenknalles lassen sich nicht unterdrücken und sollen deshalb bei der Auswertung der Rückwurffolgen nicht beachtet werden. Reflexionen der ersten großen Schwingung des Funkenknalles an den Raumbegrenzungen sind Schwingungsgebilde mit einem positiven und einem negativen Teil, die dem Funkenknall ähnlich sind. Wesentliche Änderungen kann die Form der Schallrückwürfe erfahren, wenn in dichter Folge Reflexionen auftreten und sich dabei überlagern. Oft ist es dann gar nicht mehr möglich, die einzelnen Rückwürfe voneinander zu unterscheiden. Man muß in solchen Fällen ohne Rücksicht auf die äußere Form je einen positiven Teil und einen negativen Teil eines Schwingungszuges als einen Rückwurf definieren, wie man es bei der Auswertung mit dem Auge an Hand photographierter Oszillogramme auch tun würde.

Die Umwandlung des vom Mikrophon aufgenommenen Schalldruckverlaufes der Rückwurffolge in eine Angabe der Energie für jeden Rückwurf erfolgt mit Hilfe eines Quadriergerätes und eines Integrators. Denn die Energie eines Rückwurfes wird durch das zeitliche Integral über die Energiedichte des Rückwurfes, die dem Quadrat des Schalldruckes proportional ist, gebildet. Wie das im Rückwurfzähler geschieht, zeigt Bild 2 schematisch an einem Ausschnitt aus einer Rückwurffolge: Das Quadrat des Schalldruckverlaufes wird für die ganze Rückwurffolge gebildet. Jeweils am Anfang eines jeden einzelnen energiereicheren Rückwurfes beginnt der Integrator die Integration über das Quadrat des Schalldruckes. Am Ende des Rückwurfes wird die Integration abgerissen. Die Ausgangsspannung des Integrators ist dann der Energie des Rückwurfes proportional. Damit der Integrator nach dem Ende des Rückwurfes sofort wieder zur Integration des nächsten Rückwurfes bereit ist, muß er möglichst schnell wieder auf seinen Anfangswert zurückgestellt werden. Anfang und Ende eines jeden Rückwurfes

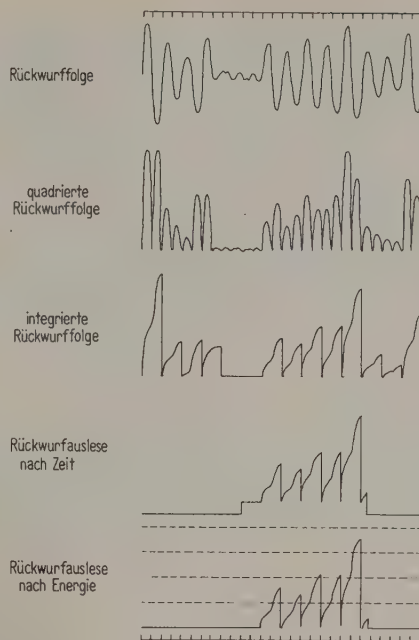


Bild 2. Schematische Darstellung der Rückwurfzählung.

werden dem Integrator durch zwei scharfe Impulse aus dem Steuergerät, das die Auflösung der Rückwurffolge in einzelne Rückwürfe vornimmt, angegeben.

Die Auslese der Rückwürfe, deren Laufzeitdifferenz gegenüber dem direkten Schall in ein bestimmtes, einstellbares Zeitintervall fällt, arbeitet mit Hilfe einer Torschaltung. Nur die Rückwürfe, die in dem eingestellten Zeitintervall nach Eintreffen des direkten Schalles liegen, können den Weg von dem Integrator über die Torschaltung passieren. Zwei scharfe Impulse aus der Schaltuhr markieren Anfang und Ende des eingestellten Zeitintervalles und steuern die Torschaltung. Die Auslese der Rückwürfe nach ihrer Energie erfordert eine Schaltung, die immer dann, wenn ein Rückwurf das jeweils vorgegebene Energieniveau überschreitet, einen Impuls an den elektronischen Zähler zur Registrierung abgibt.

Das Blockschaltbild in Bild 3 zeigt, wie die einzelnen Stufen des Rückwurfzählers zusammenarbeiten.

3. Die technische Durchführung

3.1. Die Umwandlung des vom Mikrophon aufgenommenen Schalldruckverlaufes der Rückwurffolge in eine Angabe der Energie für jeden Rückwurf

Zur Bestimmung der Energie eines Rückwurfes ist das zeitliche Integral über die Energiedichte des Rückwurfes, die dem Quadrat des Schalldruckes proportional ist, zu bilden.

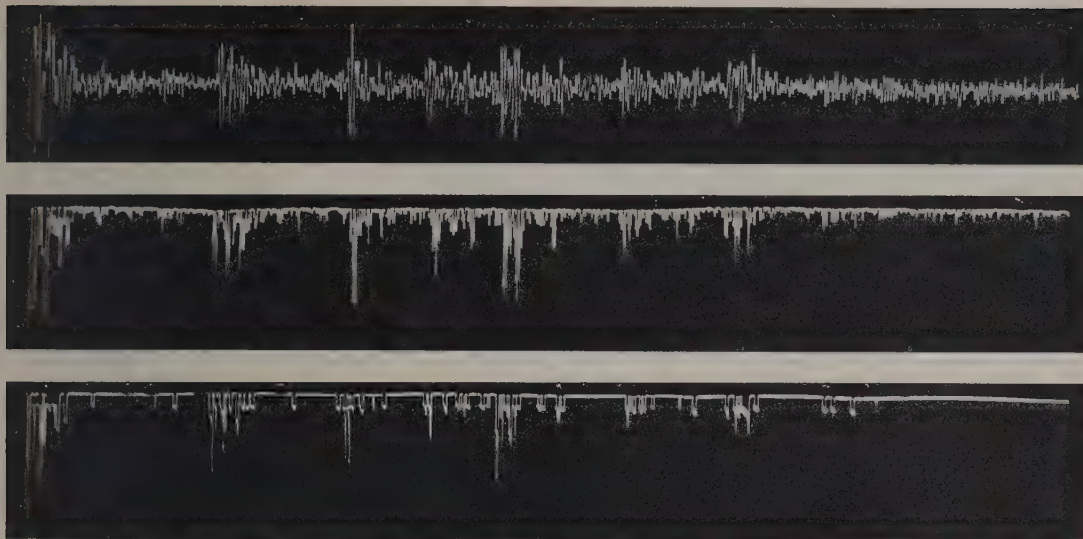


Bild 6. Beispiel für die Arbeitsweise des Rückwurfzählers. Oben: Rückwurf-
folge; Mitte: quadrierte Rückwurf-
folge; unten: integrierte Rückwurf-
folge (nach Intensitätsauslese). — Die Rückwurf-
folge wurde aufge-
nommen auf Platz Y 13 in den Terrace Stalls der Royal Festival Hall, London. — Länge der Zeitachse:
100 ms.

zum Schutz der Gitter-Kathodenstrecke der Integra-
torröhre eingebaute Diode Rö 5 ab.

Die zur Sperrung des Integrators erforderliche
Spannung von -100 V wird von einem mit den
Röhren Rö 7 und Rö 8 aufgebauten bistabilen Multi-
vibrator erzeugt. Dieser wird gesteuert durch zwei
scharfe Impulse aus dem Steuergerät, die jeweils
Anfang und Ende der einzelnen Rückwürfe ange-
ben.

Bild 6 zeigt an dem Beispiel einer Rückwurf-
folge aus den Terrace Stalls der Royal Festival Hall
London, wie die Umwandlung des Schalldruckverlaufes
der vom Mikrophon empfangenen Rückwurf-
folge in eine Angabe der Energie für jeden einzelnen
Rückwurf vom Rückwurfzähler vorgenommen wird.
Alle Rückwürfe, die kleiner als -15 dB des direk-
ten Schalles sind, wurden bei der Integration nicht
berücksichtigt.

3.2. Die Auflösung der Rückwurf- folge in einzelne Rückwürfe

Um aus dem Schalldruckverlauf der Rückwurf-
folge die Energie eines jeden einzelnen Rückwurfes
anzugeben, ist die Rückwurf-
folge in einzelne Rück-
würfe aufzulösen und für jeden Rückwurf das Inte-
gral des Schalldruckquadrates zu bilden. Die Auf-
lösung der Rückwurf-
folge vorzunehmen, ist Auf-
gabe des Steuergerätes.

Zur Lösung dieser Aufgabe gehen wir von der
quadrierten Rückwurf-
folge aus, was auch bei dicht
liegenden und sich überlagernden Rückwürfen noch

eine physikalisch einwandfreie Auflösung der Rück-
wurf-
folge gewährleistet. In der ersten Stufe werden
die für diese Untersuchungsmethode uninteressan-
ten kleinen Rückwürfe, die kleiner oder ebenso groß
sind wie die Nachläufer des Funkenknalles, nicht
durchgelassen. In den nun folgenden Stufen des
Steuergerätes wird die quadrierte Rückwurf-
folge mit Hilfe eines Triggers in eine Rechteckkurve ver-
wandelt. Diese wird differenziert. Dabei erhält man
für jeden Rückwurf zwei positive und zwei negative
Differenzierimpulse. Der erste von den beiden posi-
tiven Impulsen gibt den Anfang, der zweite von den
beiden negativen gibt das Ende des Rückwurfes an.
Die Anfang und Ende eines Rückwurfes angeben-
den Impulse werden in den beiden Untersetzern 2:1
heraussortiert.

Als letzte Stufe des Steuergerätes ist ein mono-
stabiler Multivibrator eingebaut, der dafür sorgt,
daß das Steuergerät sofort wieder in richtiger Weise
arbeitet, wenn es einmal in seiner Tätigkeit gestört
werden sollte. Denn bei dieser Art der Steuerung
können Fehler dann auftreten, wenn bei Rückwürfen
ungleich großen positiven und negativen Teiles, wie
sie z. B. durch teilweise Überlagerung zweier Rück-
würfe entstehen können, der größere positive Teil
durch die erste Stufe des Steuergerätes durchgela-
sen wird, während der zweite negative Teil unter-
drückt wird. Zu Beginn des größeren positiven Tei-
les würde der Integrator eingeschaltet, am Ende des
Rückwurfes kann der Integrator aber nicht ab-
geschaltet werden, da der kleinere negative Teil des
Rückwurfes ja unterdrückt wurde. Damit die Inte-

gration nicht bis an das Ende des ersten Rückwurfteiles des nächsten energiereicheren Rückwurfes fortgesetzt wird, muß das Steuergerät eine Art Gedächtnis besitzen. Dieses Gedächtnis soll immer dann, wenn nach dem $1\frac{1}{2}$ fachen der normalen Rückwurfdauer auf den Anfangsimpuls kein Endimpuls gefolgt ist, den Integrator abschalten und das Steuergerät wieder in seine Ausgangsstellung versetzen. Dieses Gedächtnis ist durch einen monostabilen Multivibrator realisiert. In Bild 2 ist am vierten Rückwurf ein Beispiel konstruiert, bei dem das Steuergerät nicht von selbst den Integrator abschalten kann. In der Photographie der oszillographierten Integratorausgangsspannung in Bild 6 finden sich mehrere Beispiele, in denen das Gedächtnis des Steuergerätes ein Abreißen der Integration veranlaßt. Man erkennt das Eingreifen des Gedächtnisses an der längeren Dauer der Integra-

Das Programm für das Steuergerät ist in Bild 7 in den beiden Spalten rechts entwickelt, die die Arbeitsweise der einzelnen Stufen an einem Ausschnitt aus einer Rückwurffolge zeigen. Die erste Spalte soll darstellen, wie der den Anfang eines jeden einzelnen Rückwurfes angehende Anfangsimpuls entsteht. Aus der zweiten Spalte ist die Darstellung des Endimpulses ersichtlich. Die Erzeugung des Endimpulses unterscheidet sich von der des Anfangsimpulses im wesentlichen dadurch, daß die vom Trigger erzeugte Rechteckkurve für die Angabe des Endes um 180° gegen die Rechteckkurve zur Angabe des Anfanges gedreht ist. Nach Unterdrückung negativer Differenzierimpulse wird in den Untersetzern 2:1 zur Herausortierung des Anfangsimpulses der erste der zwei für jeden Rückwurf erhaltenen Impulse durchgelassen, während für die Herausortierung des Endimpulses jeweils

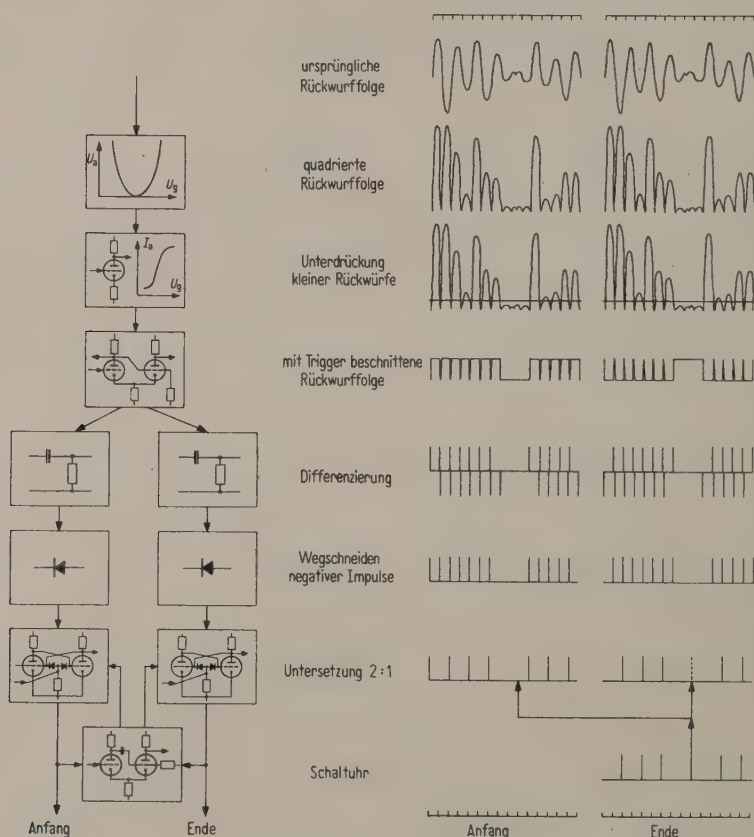


Bild 7. Programm für das Steuergerät.

tion. — Sollte also einmal ein Fehler bei der Steuerung unterlaufen, so sorgt dieser monostabile Multivibrator zuverlässig dafür, daß das Steuergerät sofort wieder so eingestellt wird, daß durch den einen Fehler nicht weitere entstehen können.

der zweite von den zwei erhaltenen Impulsen durchgelassen wird. Die langen Pfeile zwischen den letzten beiden Stufen zeigen die Arbeitsweise des monostabilen Multivibrators, wenn kein Endimpuls durch den Rückwurf ausgelöst wurde.

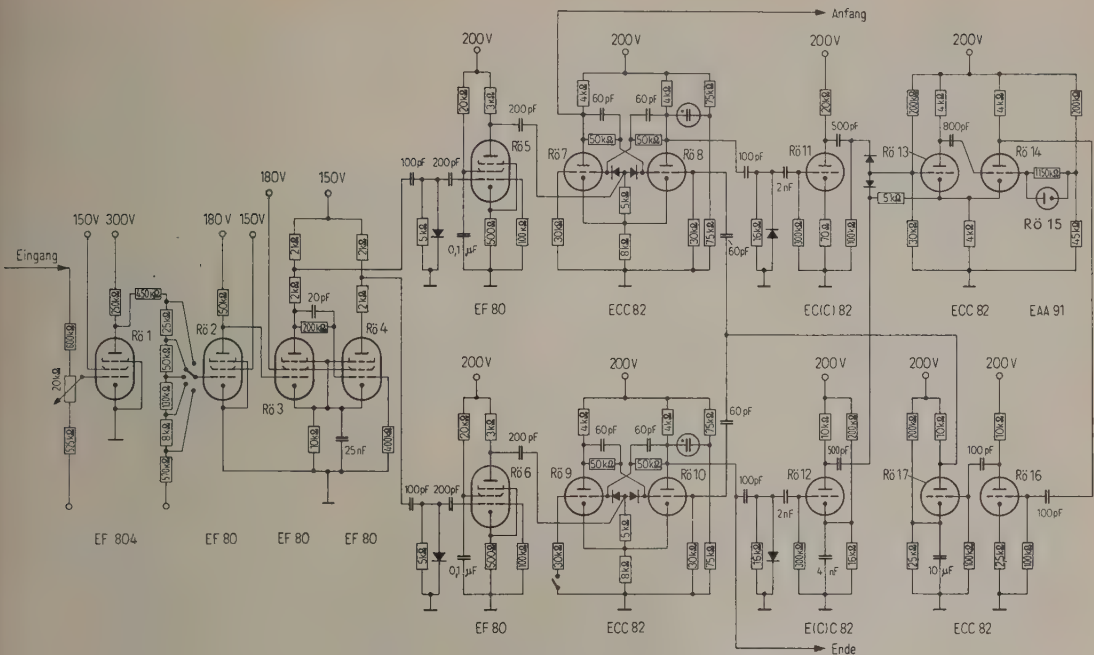


Bild 8. Steuergerät.

Die Schaltung des Steuergerätes zeigt Bild 8. Nach Verstärkung in R6 1 wird die Eingangsspannung auf die Triggervorröhre R6 2 gekoppelt, die der Unterdrückung kleiner Rückwürfe dient. Das Steuergitter von R6 2 ist so stark negativ vorgespannt, daß nur Rückwürfe, die größer sind als die Nachläufer des Funkenknalles, R6 2 leitfähig zu machen vermögen und so diese Stufe passieren können. Der mit den Röhren R6 3 und R6 4 aufgebaute Trigger schneidet aus dem unteren Teil der Rückwurf Folge eine Rechteckkurve heraus, deren

steile Flanken nach Differenzierung zur Angabe von Anfang und Ende eines jeden Rückwurfes dienen sollen. Zwei Untersetzer, aufgebaut mit R6 7, R6 8 und R6 9, R6 10 dienen zur Aussortierung von Anfangs- und Endimpuls. Der als Gedächtnis fungierende monostabile Multivibrator, aufgebaut mit R6 13, R6 14 und R6 15, wird jeweils durch den Anfangsimpuls eines Rückwurfes in Tätigkeit versetzt und gibt nach dem $1\frac{1}{2}$ fachen der normalen Rückwurf dauer einen Impuls an die beiden Untersetzer ab, wenn vom Steuergerät kein Endimpuls

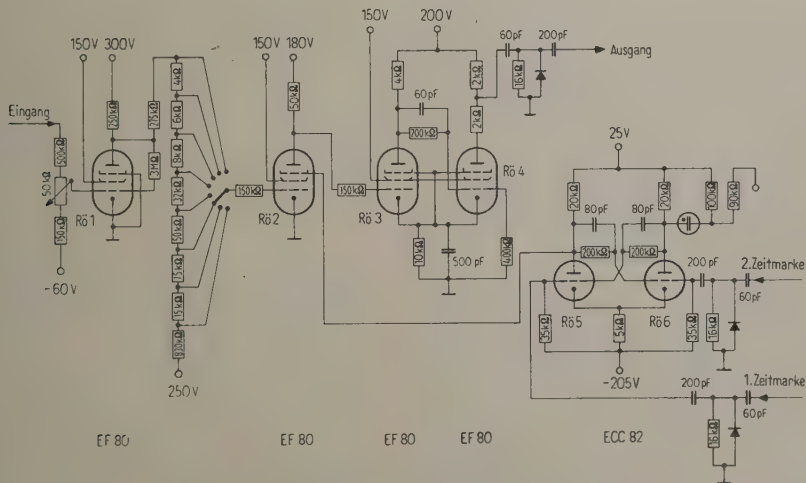


Bild 9. Rückwurfauselese nach Energie und Zeit.

abgegeben wurde. Dadurch löst er den Endimpuls aus und stellt das Steuergerät wieder in Ruhestellung. Im allgemeinen wird jedoch vom Steuergerät am Ende des Rückwurfes ein Endimpuls abgegeben. Dann wird der monostabile Multivibrator durch den Endimpuls abgeschaltet, und es verläuft alles so, als sei dieser Multivibrator gar nicht eingebaut. Die besondere Schwierigkeit beim Bau dieses Gedächtnisses bestand darin, den monostabilen Multivibrator so zu dimensionieren, daß er, durch den Endimpuls in seiner Tätigkeit unterbrochen, schon $6 \mu\text{s}$ nach dem Ende eines Rückwurfes mit dem Anfang des nächsten Rückwurfes wieder in Tätigkeit gesetzt werden kann.

3.3. Rückwurfauslese nach Energie und Zeit

Um bei der großen Zahl von Rückwürfen ein leicht übersehbares Ergebnis zu bekommen, sollen bei der Registrierung alle diejenigen Rückwürfe zusammengezählt werden, deren Energien und Laufzeitdifferenzen gegenüber dem direkten Schall in bestimmte vorgebbare Intervalle fallen.

Die Auslese nach Energie wird von einem mit den Röhren Rö 3 und Rö 4 (Bild 9) aufgebauten Trigger vorgenommen. Jedesmal, wenn die Energie eines Rückwurfes einen bestimmten Wert überschreitet, wenn also die über den Verstärker Rö 1 auf das Steuergitter der Triggervorröhre Rö 2 gekoppelte Ausgangsspannung des Integrators einen bestimmten Wert überschreitet, wird Rö 2 leitfähig und läßt den Trigger einen Impuls an das Zählwerk abgeben. Das Steuergitter der Triggervorröhre läßt sich auf mehrere Abgriffe des Rö 1 und Rö 2 verkoppelnden Potentiometers schalten und so verschiedenen stark negativ vorspannen. Die Ausgangsspannung des Integrators muß dann immer erst bestimmte Werte überschreiten, ehe sie den Trigger in seine instabile Lage zu kippen vermag. Auf diese Weise ist die Schaffung verschiedener, einstellbarer Energieniveaus möglich, die die Energie eines Rückwurfes überschreiten muß, wenn der Rückwurf vom elektronischen Zähler registriert werden soll.

Die Rückwurfauslese nach Zeit wird von einer Torschaltung vorgenommen. Torröhre ist die Triggervorröhre Rö 2, die im Ruhezustand durch eine am Bremsgitter angelegte Spannung von -100 V gesperrt ist. Während des zu untersuchenden Zeitintervalles, dessen Anfang und Ende durch je einen scharfen Impuls aus der Schaltuhr gekennzeichnet ist, wird an das Bremsgitter Erdpotential gelegt und so die Röhre geöffnet. Die zur Sperrung der Röhre Rö 2 erforderliche Spannung von -100 V wird mit dem aus den Röhren Rö 5 und Rö 6 aufgebauten Multivibrator erzeugt. Gesteuert wird der Multivibrator durch die beiden Zeitmarken aus der Schaltuhr.

Die elektronische Schaltuhr, die Anfang und Ende des zu untersuchenden Zeitintervalles angibt, ist mit zwei monostabilen Multivibratoren aufgebaut. Ihre Tätigkeit wird ausgelöst durch den vom Steuergerät abgegebenen Anfangsimpuls des ersten akustischen Impulses einer Rückwurfserie, also durch den Anfang des direkten Schalles. Damit nicht noch andere Impulse aus dem Steuergerät die Tätigkeit der Schaltuhr beeinflussen, ist ein bistabiler Multivibrator vor die beiden monostabilen geschaltet, der keinen Impuls mehr durchläßt, wenn durch den direkten Schall die Schaltuhr in Tätigkeit gesetzt ist.

Die Registrierung der Rückwürfe wird von einem mit Philips-Dekadenzählröhren ausgestatteten Zähler vorgenommen.

4. Schlußbemerkungen

Erste Messungen, die die Arbeitsweise des Rückwurfszählers erproben sollten, wurden an vielen von G. R. SCHODDER [2] in der Royal Festival Hall London auf Magnettonband aufgenommenen Rückwurfserien durchgeführt. Es ergab sich eine recht gute Übereinstimmung der Ergebnisse. Wesentliche Abweichungen zwischen den durch Messung der Schalldruckamplitude der Rückwürfe an Hand photographierter Oszillogramme ausgewerteten Rückwurfserien von den nach der Energie der Rückwürfe durch die Apparatur ausgewerteten Folgen konnten nicht festgestellt werden.

Eingesetzt werden soll der Rückwurfszähler bei Auswertarbeiten von Untersuchungen des Konzerthauses „Stuttgarter Liederhalle“ nach neuen raumakustischen Meßverfahren. An diesen Untersuchungen wird zur Zeit gearbeitet.

Herrn Prof. Dr. E. MEYER danke ich für die Stellung des Themas und sein stets förderndes Interesse an dieser Arbeit. Dank sagen möchte ich auch Herrn Dr. G. R. SCHODDER für die Überlassung der in der Royal Festival Hall London aufgezeichneten Rückwurfserien und für Ratschläge aus seinen bei der Auswertung von Rückwurfserien gesammelten Erfahrungen. Der Deutschen Forschungsgemeinschaft danke ich für die Gewährung von Sachmitteln.

(Eingegangen am 21. April 1958.)

Schrifttum

- [1] MEYER, E., Definition and diffusion in rooms. J. acoust. Soc. Amer. **26** [1954], 630.
- [2] SCHODDER, G. R., Über die Verteilung der energie-reicheren Schallrückwürfe in Sälen. Acustica **6** [1956], Beiheft 2, 445.
- [3] THIELE, R., Richtungsverteilung und Zeitfolge der Schallrückwürfe in Räumen. Acustica **3** [1953], 291.
- [4] BERGER, F. B. und MACRAE, jr., D., Mathematical operations on Waveforms II (in CHANCE, B. u. a., Waveforms) McGraw-Hill Book Co., New York 1949.

EIGENSCHAFTEN UND AUSWERTUNG VON NACHHALLKURVEN

von H. KUTTRUFF

III. Physikalisches Institut der Universität Göttingen

Zusammenfassung

Es wird eine Darstellung des Nachhallvorgangs in geschlossenen Räumen gegeben, aus der die wichtigsten Eigenschaften gekrümmter Nachhallkurven abgeleitet werden können. Dabei ergibt sich insbesondere, daß die Anfangsneigung einer solchen Kurve proportional ist dem gewogenen arithmetischen Mittel der Dämpfungskonstanten aller am Nachhallvorgang beteiligten Eigenschwingungen. Die daraus für die Auswertung gekrümmter Nachhallkurven zu ziehenden Folgerungen werden an Hand von Beispielen erläutert.

Eine Überprüfung der statistischen Ableitung der Nachhallgesetze führt ferner zu dem Ergebnis, daß bei unterschiedlichem Absorptionsvermögen der einzelnen Wandteile die Absorptionsgradmittelung arithmetisch zu erfolgen hat.

Summary

An exposition of reverberation phenomena in enclosed spaces is given and hence the characteristic bending of reverberation curves is predicted. The slope at the commencement of such a curve is shown to be proportional to the weighted arithmetic mean of the damping factors of all the relevant natural vibrations. The conclusions which can be so drawn are illustrated by examples.

The statistical deduction of the reverberation expression leads to the result that when the individual walls show different absorption possibilities, arithmetic averaging of the absorption factors ensues.

Sommaire

On donne une représentation du phénomène de la réverbération dans les enceintes closes, de laquelle on peut déduire les propriétés les plus importantes des courbes de réverbération. On montre, en particulier, que la pente initiale d'une telle courbe est proportionnelle à la moyenne arithmétique pondérée des constantes d'amortissement de toutes les oscillations propres participant au phénomène de réverbération. On indique sur des exemples les conclusions à en tirer pour le dépouillement des courbes de réverbération.

Une vérification de l'établissement statistique des lois de la réverbération montre de plus que, dans le cas de pouvoirs d'absorption différents des éléments de paroi, la moyenne des taux d'absorption doit se faire arithmétiquement.

1. Einleitung

In der Nachhallakustik geht man fast immer von der Annahme aus, daß der Abfall der Schallenergie in einem geschlossenen Raum nach dem Abschalten der Schallquelle exponentiell erfolgt. Schon die Definition der Nachhallzeit setzt — mehr oder weniger stillschweigend — ein solches Exponentialgesetz voraus. Die Berechtigung dafür ergibt sich aus der statistischen Nachhalltheorie, wie sie von JÄGER [1], SABINE [2], WAETZMANN und SCHUSTER [3] und anderen [4], [5], [6] entwickelt worden ist.

Die Anwendbarkeit dieser Theorie ist jedoch an eine Reihe ziemlich einschneidender Bedingungen geknüpft, die hier im einzelnen nicht diskutiert werden sollen (siehe z. B. [7]). Es ist daher nicht verwunderlich, daß man bei Nachhallmessungen oft Abweichungen von diesem idealen Verhalten beobachtet. Registriert man, wie es üblich ist, den Nachhall in logarithmischem Ordinatenmaßstab, so stellt sich ein exponentieller Nachhallverlauf als fallende Gerade dar, deren Neigung der Nachhallzeit umgekehrt

proportional ist. Statt dessen stellt man oft fest, daß die Nachhallkurven neben unregelmäßigen Schwankungen systematische Krümmungen oder Knicke aufweisen. Es erhebt sich die Frage, welche Bedeutung derartigen Abweichungen vom linearen Pegelabfall zukommt und inwieweit solche Nachhallkurven für die Zwecke der Schluckgradmessung nach dem Hallraumverfahren verwendet werden können. Im folgenden wird versucht, der Lösung dieses Problems durch einige grundsätzliche Überlegungen näherzukommen. Auf die ebenfalls sehr interessante Frage nach der subjektiven Beurteilung gekrümmter Nachhallkurven wird dabei allerdings nicht eingegangen.

Die oben erwähnte statistische Nachhalltheorie führt auf Nachhallformeln, welche einen Zusammenhang herstellen zwischen der Nachhallzeit, den geometrischen Daten des betreffenden Raumes und den Absorptionseigenschaften seiner Wände. Sie sind innerhalb der Grenzen ihrer Anwendbarkeit experimentell sehr gut bestätigt worden. Allerdings besteht noch keine vollständige Klarheit darüber, wie bei

unterschiedlich stark absorbierenden Wandteilen die notwendige Absorptionsgradmittelung vorzunehmen ist. Die Art der Mittelwertbildung ist aber besonders dann von großem Einfluß auf das Ergebnis einer Nachhall- oder Absorptionsgradberechnung, wenn starke Abweichungen in den Absorptionsgraden der einzelnen Wandflächen vorhanden sind. In der vorliegenden Arbeit wird gezeigt, daß eine konsequente Ableitung des Nachhallgesetzes auf statistischer Grundlage eindeutig die arithmetische Mittelung der Absorptionsgrade verlangt.

2. Betrachtungen über die Form von Nachhallkurven

2.1. Darstellung von Nachhallkurven

Bekanntlich setzt sich jedes Schallfeld in einem geschlossenen Raum aus einer Zahl von diskreten Eigenschwingungen zusammen. Jede derselben klingt nach dem Abschalten der Schallquelle nach einem einfachen Exponentialgesetz ab. Regt man den Raum mit Rauschen endlicher Bandbreite an, und liegen innerhalb des Bandes die Eigenfrequenzen $\omega_1, \omega_2, \dots, \omega_n$ mit den Abklingkonstanten $\delta_1, \delta_2, \dots, \delta_n$, so wird der zur Zeit $t=0$ einsetzende Nachhallvorgang beschrieben durch

$$p(t) = \sum_{i=1}^n a_i e^{-\delta_i t} \cos(\omega_i t - \alpha_i). \quad (1)$$

Darin ist $p(t)$ der Schalldruck an einem bestimmten Ort. Die Amplituden a_i und die Phasenwinkel α_i hängen von der Lage des Aufpunktes und von der Stellung der Schallquelle ab. — Wir nehmen nun an, daß die Zahl n der angeregten Eigenschwingungen sehr groß ist. Dann wird der aus Gl. (1) gebildete zeitliche Mittelwert des Schalldruckquadrats

$$\overline{p(t)^2} = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^n a_i^2 e^{-2\delta_i t}. \quad (2)$$

Dabei wurde die Mittelung nicht über die als langsam veränderlich angenommene Exponentialfunktion erstreckt. Das ist für $\delta_i \ll \omega_i$ zulässig, was wir im folgenden stets voraussetzen wollen.

Die Summe (2) ist völlig unabhängig von der Lage der einzelnen Eigenfrequenzen, d. h. Interferenzerscheinungen mitteln sich wegen der hohen Zahl der Komponenten heraus. Die im allgemeinen voneinander verschiedenen Abklingkonstanten bilden eine diskontinuierliche Häufigkeitsverteilung, die wir nun durch eine kontinuierliche ersetzen werden. Wir verstehen unter $D(\delta) d\delta$ die Anzahl der Eigenschwingungen, deren Dämpfungskonstanten zwischen δ und $\delta + d\delta$ liegen. Weiterhin kennzeichnen wir mit $A(\delta)$ die Anregungsstärke einer Eigenschwingung mit der Dämpfungskonstante δ . Dann wird bei genügend hohem n der Beitrag dieser

$D(\delta) d\delta$ Eigenschwingungen zur Summe (2) für $t=0$ gegeben sein durch

$$H(\delta) d\delta = D(\delta) A(\delta) d\delta. \quad (3)$$

Diese Funktion $H(\delta)$ bezeichnen wir im folgenden als „Dämpfungsverteilung“, beachten aber dabei, daß in ihr die möglicherweise unterschiedlich starke Anregung der einzelnen Eigenschwingungen enthalten ist. — Entsprechend dem obigen Übergang zu einer stetigen Verteilungsfunktion ersetzen wir die Summe (2) durch ein Integral und erhalten für die Energiedichte in einem bestimmten Raumpunkt bis auf einen konstanten Faktor

$$w(t) = \int_0^\infty H(\delta) e^{-2\delta t} d\delta. \quad (4)$$

Die Nachhallfunktion ist also im wesentlichen die Laplace-Transformierte der Dämpfungsverteilung $H(\delta)$. Denn setzt man $2t=p$, so wird aus Gl. (4)

$$w\left(\frac{p}{2}\right) = \int_0^\infty H(\delta) e^{-\delta p} d\delta = \mathcal{L}\{H(\delta)\}. \quad (5)$$

Umgekehrt könnte man daran denken, bei gegebener Nachhallkurve die Dämpfungsverteilung mittels der inversen Laplace-Transformation zu berechnen

$$\begin{aligned} H(\delta) &= \mathcal{L}^{-1}\left\{w\left(\frac{p}{2}\right)\right\} = \frac{1}{2\pi i} \int_{-i\infty}^{+i\infty} w\left(\frac{p}{2}\right) e^{\delta p} dp = \\ &= \frac{1}{\pi i} \int_{-i\infty}^{+i\infty} w(t) e^{2\delta t} dt. \end{aligned} \quad (6)$$

2.2. Einfache Folgerungen aus der Darstellung (4)

Im folgenden nehmen wir $H(\delta)$ normiert an, d. h. es sei stets

$$\int_0^\infty H(\delta) d\delta = 1; \quad (7)$$

dann wird $w(0) = 1$. — Entwickelt man die Exponentialfunktion in Gl. (4) in eine Potenzreihe, so wird

$$w(t) = \sum_{n=0}^\infty (-1)^n M_n \frac{(2t)^n}{n!}. \quad (8)$$

Darin ist

$$M_n = \int_0^\infty \delta^n H(\delta) d\delta$$

das n -te Moment der Verteilung $H(\delta)$. Die Taylor-Entwicklung von $w(t)$ um $t=0$ lautet andererseits

$$w(t) = \sum_{n=0}^\infty \frac{t^n}{n!} \left[\frac{d^n w}{dt^n} \right]_{t=0}. \quad (9)$$

Der Vergleich der Koeffizienten von t^n in den Gl. (8) und (9) liefert

$$\left[\frac{d^n w(t)}{dt^n} \right]_{t=0} = (-2)^n M_n. \quad (10)$$

Die Momente der Dämpfungsverteilung sind also bis auf Zahlenfaktoren gleich den zeitlichen Ableitungen der Nachhallkurve für $t=0$. Eine anschauliche Bedeutung kommt vor allem den ersten beiden Momenten zu. So ist $M_1 = \bar{\delta}$ der Mittelwert oder der „Schwerpunkt“ der Verteilung, während ihre Streuung gegeben ist durch

$$s^2 = \int_0^\infty (\delta - \bar{\delta})^2 H(\delta) d\delta = M_2 - M_1^2. \quad (11)$$

Die obigen Beziehungen wenden wir nun auf die praktisch interessierende Funktion $\ln w(t)$ an. Ihr zeitlicher Differentialquotient ist w'/w . Setzt man $t=0$, so erhält man wegen $w(0)=1$ und unter Benutzung von Gl. (10):

$$\left[\frac{d}{dt} (\ln w) \right]_{t=0} = -2 M_1 = -2 \bar{\delta}. \quad (12)$$

Die Anfangsneigung einer im logarithmischen Maßstab dargestellten Nachhallkurve ist demnach durch den Schwerpunkt der Dämpfungsverteilung bestimmt. Weiter ist

$$\frac{d^2}{dt^2} (\ln w) = \frac{w w'' - (w')^2}{w^2}. \quad (13)$$

Setzt man hier ebenfalls $t=0$, so folgt daraus und aus den Gl. (10) und (11) mit $w(0)=1$

$$\left[\frac{d^2}{dt^2} (\ln w) \right]_{t=0} = 4 s^2. \quad (14)$$

Die Krümmung der logarithmierten Nachhallkurve zur Zeit $t=0$ gibt also direkt ein Maß für die Breite der Dämpfungsverteilung an.

Setzt man in Gl. (13) die direkt aus Gl. (4) berechneten Ableitungen ein, dann erhält man

$$\begin{aligned} \frac{d^2}{dt^2} [\ln w(t)] &= \\ &= \frac{4}{w^2} \left\{ \int_0^\infty H(\delta) e^{-2\delta t} d\delta \cdot \int_0^\infty \delta^2 H(\delta) e^{-2\delta t} d\delta - \left[\int_0^\infty \delta H(\delta) e^{-2\delta t} d\delta \right]^2 \right\}. \end{aligned}$$

Nun benutzen wir die Schwarzsche Ungleichung in der Form

$$\int_a^b [u(x)]^2 dx \cdot \int_a^b [v(x)]^2 dx \geq \left[\int_a^b u(x) v(x) dx \right]^2.$$

Identifiziert man x mit δ , $u(x)$ mit $\sqrt{H(\delta)} e^{-\delta t}$ und $v(x)$ mit $\delta \sqrt{H(\delta)} e^{-\delta t}$, so erkennt man unmittelbar, daß die geschweifte Klammer nicht negativ werden kann. Damit ist

$$\frac{d^2}{dt^2} [\ln w(t)] \geq 0,$$

d. h. eine logarithmisch aufgetragene Nachhallkurve ist stets entweder gerade oder nach oben gekrümmt, also „durchhängend“. Ihre größte Neigung hat sie am Anfang $t=0$, was mit der Erfahrung in Einklang steht. Dieses Ergebnis gilt allerdings für gekoppelte Räume im allgemeinen nicht.

2.3. Beispiele

Als wichtigstes Resultat des vorangehenden Unterabschnitts ergab sich die Tatsache, daß die Anfangsneigung einer logarithmisch registrierten Nachhallkurve dem gewogenen Mittelwert der Abklingkonstanten aller am Nachhallvorgang beteiligten Eigenschwingungen entspricht. Gewichtsfunktion ist dabei die Häufigkeitsverteilung der Abklingkonstanten. Dieser Sachverhalt wurde wohl erstmalig – wenn auch nicht in dieser Allgemeinheit – von H. und L. CREMER [7] angedeutet. Trotzdem werden durchhängende Nachhallkurven vielfach in der Weise ausgewertet, daß man ihren Verlauf in einem bestimmten Intervall möglichst gut durch eine Gerade annähert. Daß ein solches Verfahren unter Umständen zu groben Fehlern Anlaß gibt, soll nun an Hand einiger Beispiele gezeigt werden.

In der Tabelle I führen wir zunächst einige typische Dämpfungsverteilungen an, zusammen mit den aus ihnen nach Gl. (4) berechneten Nachhallkurven: Die Rechteckverteilung, die \cos^2 -Verteilung und eine unstetige Verteilung, bei der $H(\delta)$ nur an zwei Stellen von Null verschieden ist. Im letzten Fall bezeichnen wir, abweichend vom üblichen Gebrauch, mit Δ die Deltafunktion, welche bekanntlich definiert ist durch

$$\Delta(x) = 0 \text{ für } x \neq 0; \quad \int_{-\infty}^{+\infty} \Delta(x) dx = 1.$$

δ_0 ist überall der oben erwähnte Mittelwert der vorkommenden Dämpfungskonstante, a ist ein Maß für die Breite der Verteilung und daher proportional der in der 2. Spalte angegebenen Streuung s . $H(\delta)$ ist auf eins normiert und demgemäß $w(0)=1$. In allen drei Fällen erkennt man leicht, daß nur für $a \rightarrow 0$ der Nachhall einem streng exponentiellen Gesetz folgt.

Der Inhalt der Tabelle I ist in Bild 1 dargestellt¹. Links ist jeweils die Dämpfungsverteilung als Funktion der dimensionslosen Größe δ/δ_0 aufgetragen. Die unstetige Verteilung der Tabelle I ist durch zwei Diagrammpaare wiedergegeben; beim einen ist $c=d$ gesetzt worden, bei dem anderen ist $ad=0,8$. Rechts findet man die zugehörigen Scharen von Nachhallkurven in logarithmischer Darstellung. Scharparameter sind die Konstanten, durch welche innerhalb

¹ Die Darstellung der Deltafunktion durch einen senkrechten Strich ist natürlich nicht korrekt; sie wurde lediglich aus Gründen der Anschaulichkeit gewählt.

Tabelle I

$H(\delta)$	s	$w(t)$
$\frac{1}{a\delta_0}$ für $\left(1 - \frac{a}{2}\right) < \frac{\delta}{\delta_0} < \left(1 + \frac{a}{2}\right)$ 0 für alle anderen	$\delta_0 a \frac{\sqrt{3}}{6}$	$e^{-2\delta_0 t} \frac{\sinh(a\delta_0 t)}{a\delta_0 t}$
$\frac{2}{a\delta_0} \cos^2 \left[\frac{\pi}{a\delta_0} (\delta - \delta_0) \right]$ für $\left(1 - \frac{a}{2}\right) < \frac{\delta}{\delta_0} < \left(1 + \frac{a}{2}\right)$ 0 für alle anderen	$0,181 a \delta_0$	$\frac{\pi^2 e^{-2\delta_0 t}}{\pi^2 + (a\delta_0 t)^2} \frac{\sinh(a\delta_0 t)}{a\delta_0 t}$
$c \Delta[\delta - (1 - a d)\delta_0] + d \Delta[\delta - (1 + a c)\delta_0]$ mit $c + d = 1$	$a\delta_0 \sqrt{cd}$	$e^{-2\delta_0 t} (c e^{2ad\delta_0 t} + d e^{-2ac\delta_0 t})$

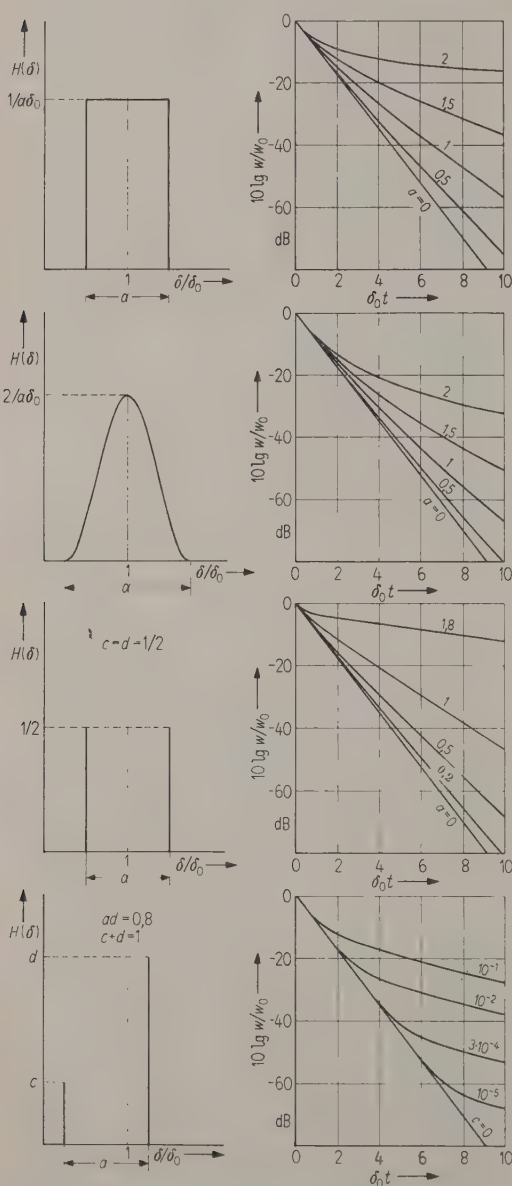


Bild 1. Einfache Dämpfungsverteilungen (links) mit den daraus berechneten Nachhallkurven (rechts).

eines Kurventyps $H(\delta)$ eine ganz bestimmte Verteilung charakterisiert wird. Das ist in den ersten drei Fällen die Breite a der Verteilung, im vierten der Beitrag c der schwächer gedämpften Eigenschwingungsgruppe zum Gesamtnachhall. Für große t folgt hier aus der Tabelle I

$$w(t) \approx e^{-2\delta_0 t(1-ad)}.$$

Konstanthalten von a und d , wie wir es im vierten Diagramm getan haben, hat also zur Folge, daß die Endneigung der Nachhallkurven für jedes Wertepaar c, d konstant ist.

Es ist im wesentlichen dieser letzte Fall einer un stetigen Dämpfungsverteilung mit ungleichen Komponenten, der bereits 1939 von HUNT, BERANEK und MAA [8] behandelt worden ist. Die Autoren berechneten die Gewichtungsfaktoren (hier c und d) aus den Anzahlen der Eigenschwingungen, die einem streifenden oder nichtstreifenden Schalleinfall auf das Absorptionsmaterial entsprechen, und aus der unterschiedlich starken Anregung verschieden stark gedämpfter Eigenschwingungen. Wir werden jedoch noch sehen, daß auch den anderen Verteilungen Bedeutung zukommt.

Bild 1 zeigt wieder, daß man nur dann eine streng gerade Nachhallkurve erwarten kann, wenn alle Eigenschwingungen einheitlich gedämpft sind ($a=0$ bzw. $c=0$). Man sieht aber, daß viele Nachhallkurven fast gerade verlaufen, denen keineswegs eine beliebig schmale Dämpfungsverteilung zugrunde liegt. Das sind z. B. die Kurven $a=0,5$ der ersten Kurvenschar, $a=0,5$ und $a=1$ aus der zweiten Schar, ferner alle Kurven der dritten Schar. Das ist deshalb von Bedeutung, weil den experimentell erhaltenen Nachhallkurven meist noch kleine, von restlichen Interferenzen herrührende Schwankungen überlagert sind. Eine Entscheidung darüber, ob eine solche Kurve eine kleine systematische Krümmung aufweist oder ob sie streng linear verläuft, wird dadurch sehr erschwert, wenn nicht gar unmöglich gemacht. Es ist daher unzweckmäßig, den mehr oder weniger geraden Verlauf einer Nachhallkurve als Kriterium z. B. für die Diffusität des Schallfeldes heranzuziehen. — Daß die „mittlere Neigung“ von

Nachhallkurven bei Absorptionsgradmessungen nach dem Hallraumverfahren unter Umständen auf völlig falsche Resultate führen kann, ist sehr eindrucksvoll durch die unstetige Dämpfungsverteilung — mit $c=d$ — zu belegen. Diese Kurven verlaufen alle gerade, wenn man von der ganz am Anfang vorhandenen Krümmung absieht. Einer Auswertung wird man also ohne weiteres den geraden Teil zugrunde legen, zumal manche Meßvorschriften den Anfang einer Nachhallkurve ausdrücklich von der Auswertung ausschließen (z. B. die Empfehlungen des Deutschen Normenausschusses DIN 52 212). Die aus der Neigung des geradlinigen Teils ermittelte Dämpfung bezieht sich aber nur auf die schwächer gedämpfte Hälfte der Eigenschwingungen ($\delta = \delta_0(1 - a d)$) und läßt in keiner Weise erkennen, daß die andere Hälfte der angeregten Eigenschwingungen sehr viel stärker bedämpft ist. Leider kann man einer experimentell gewonnenen, gerade aussehenden Nachhallkurve nicht ansehen, ob sie diesem Typus angehört oder nicht. Viel günstiger in dieser Beziehung sind Kurven, die von einem ausgesprochenen Knick in zwei geradlinige Teile zerlegt werden (Kurvenschar 4). Bei ihnen sieht man sofort, daß sich die zugrunde liegende Dämpfungsverteilung aus zwei Komponenten zusammensetzt. Die Lage des Knicks gestattet eine rohe Abschätzung des Größenverhältnisses c/d beider Komponenten, die Endneigung liefert die Lage der kleineren Komponente. Der auswertbare Anfangsteil der Kurve dagegen ergibt die mittlere Dämpfung δ_0 , welche in diesem Fall fast übereinstimmt mit der Lage der größeren Komponente.

Ein Beispiel dafür, daß gekrümmte Nachhallkurven unter Umständen bessere Ergebnisse liefern als annähernd gerade, findet man in einer Arbeit von MEYER und DIESTEL [9]. Die Verfasser haben unter anderem versucht, in einem Hallraum den Beitrag der wenig gedämpften, in bezug auf eine stark absorbierende Wand tangentialen Eigenschwingungen zum Raumnachhall möglichst kleinzuhalten.

Im Bild 2, das der genannten Arbeit entnommen ist, sind zwei Nachhallkurven wiedergegeben, von denen jede durch Übereinanderschreiben einer großen Anzahl von Einzelkurven gewonnen wurde. Bei der unteren wurden alle im Bereich zwischen 800 und 1000 Hz liegenden Eigenschwingungen einigermaßen gleichmäßig angeregt und empfangen, während die obere unter Verwendung kreisförmiger Lautsprecher- und Mikrophongruppen erhalten wurde, die entsprechend orientiert waren. Die untere Kurve hängt leicht durch; von einem Knick kann keine Rede sein, also auch nicht von einer Dämpfungsverteilung, die nur aus zwei Komponenten besteht. Die Verwendung von Richtanlagen (obere Kurve) vermindert die Krümmung nicht

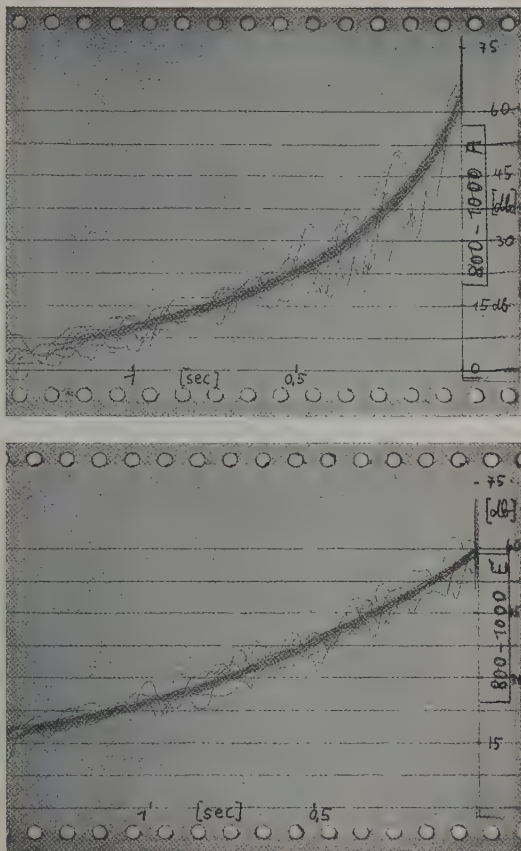


Bild 2. Nachhallkurven in einem gedämpften, rechteckigen Hallraum mit (oben) und ohne (unten) gerichteten Send- und Empfangsanlagen (nach MEYER und DIESTEL [9]).

etwa, sondern verstärkt sie sogar. Vor allem wird die Anfangsteilheit beträchtlich erhöht. Legt man, wie es die Verfasser getan haben, der Auswertung die Neigung der Anfangstangente zugrunde, dann steht der daraus erhaltene Absorptionsgrad des Schluckmaterials in guter Übereinstimmung mit dem auf andere Weise erhaltenen Ergebnis.

Zwei weitere Beispiele bietet Bild 3. Die wiedergegebenen Nachhallkurven wurden in einem quaderförmigen Modellraum von $0,44 \text{ m}^3$ Rauminhalt durch oszillographische Registrierung erhalten. Der Logarithmus der Mikrophonspannung wurde hier mit einem momentanlogarithmischen Verstärker gebildet. Der Raum war mit einer Glaswolleplatte bedämpft, deren Absorptionsgrad für statistischen Schalleinfall aus anderen Messungen bekannt war und 94% bei der Meßfrequenz von 5 kHz betrug. Bei Kurve Ia befanden sich $0,356 \text{ m}^2$ des Materials auf einer Raumwand. Die Kurve ist leicht durchhängend, nähert man ihren Verlauf möglichst gut durch eine Gerade an, so liefert die Auswertung einen Absorp-

tionsgrad von 18%. Nun wurde das Schluckmaterial auf zwei zueinander senkrechte Wände verteilt (Kurve Ib). Die Dauer des gesamten Nachhallvorganges ist jetzt geringer, die wie oben vorgenom-

Dieses letzte Beispiel zeigt deutlich, daß sich ungünstige Versuchsbedingungen nicht unbedingt in einer deutlichen Abweichung vom linearen Pegelabfall auszudrücken brauchen.

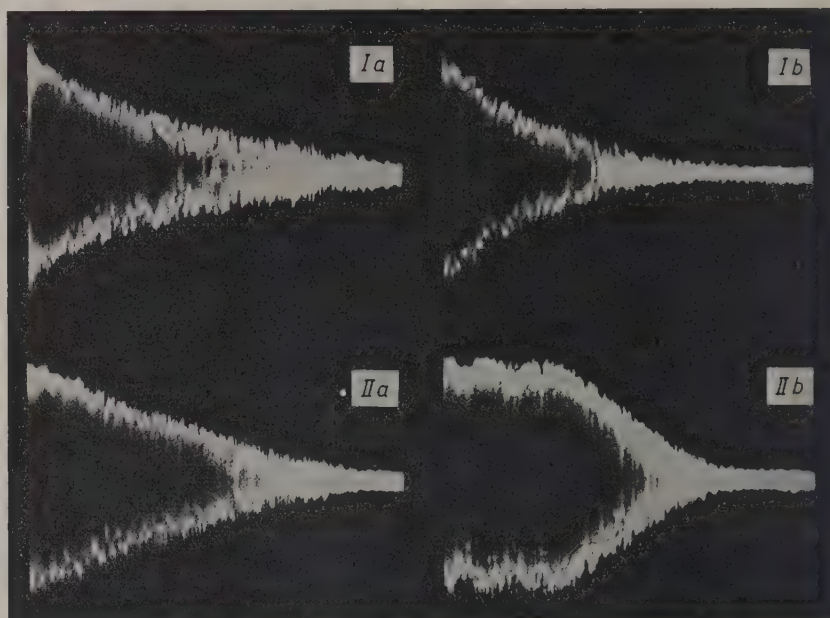


Bild 3. Im Modellraum erhaltene Nachhalloszillogramme.

mene Auswertung führt auf einen Absorptionsgrad von 56%. Dieses immer noch zu niedrige Resultat entspricht der Form der Nachhallkurve, die im ersten Drittel einen deutlichen Knick aufweist. Berücksichtigt man nur die Neigung der Anfangstangente, so kommt man auf 113%. Dieses Ergebnis ist recht glaubhaft in Anbetracht der nicht berücksichtigten Kantenbeugung, die sich ja im Sinne einer erhöhten Absorption auswirkt. — Bei den Kurven II — der Abszissenmaßstab ist gegenüber den Kurven I verändert — befanden sich 0,214 m² desselben Schluckstoffes auf einer Wandfläche. Die Nachhallkurve IIa ergibt trotz ihres praktisch geraden Verlaufs den viel zu niedrigen Wert von 26%. Eine bessere „Durchmischung der Eigenschwingungen“ wurde mit einer Metallplatte von 0,4 m × 0,6 m erzielt, die derart in den Modellraum gehängt wurde, daß keine der Plattenkanten zu irgendeiner Raumkante parallel lief. Das Resultat zeigt die Kurve IIb. (Der anfangs waagerechte Verlauf stellt noch den letzten Teil der stationären Anregung dar.) Der Pegelabfall selbst erfolgt linear, der ermittelte Absorptionsgrad beträgt 94%. Trotz der Übereinstimmung mit dem wahren Absorptionsgrad des Materials liegt dieser Wert wegen der natürlich auch hier auftretenden Kantenbeugung noch etwas zu niedrig.

3. Zur Frage der Absorptionsgradmittelung in der Nachhallformel der geometrischen Raumakustik

Nach der statistischen Nachhalltheorie ist die Nachhallzeit T gegeben durch (WAETZMANN und SCHUSTER [3], EYRING [4]):

$$T = 0,162 \frac{V}{-F \ln(1 - \bar{\alpha})} \quad (15)$$

Darin ist V das Raumvolumen. F ist der Flächeninhalt aller Raumwände. Unter $\bar{\alpha}$ verstehen wir den Mittelwert der vorkommenden Absorptionsgrade. Er wird z. B. nach EYRING [4] folgendermaßen gebildet; Sind α_i die Absorptionsgrade der verschiedenen im Hallraum befindlichen Wandmaterialien, F_i die zugehörigen Flächeninhalte, dann ist

$$\bar{\alpha}_{EY} = \frac{1}{F} \sum_i F_i \alpha_i; \quad F = \sum_i F_i \quad (15a)$$

MILLINGTON [5] und SETTE [6] schlugen statt dieser arithmetischen Mittelung der Absorptionsgrade eine geometrische Mittelung der Reflexionsgrade vor:

$$1 - \bar{\alpha}_M = \prod_i (1 - \alpha_i)^{F_i/F} \quad (15b)$$

bzw. $\ln(1 - \bar{\alpha}_M) = \frac{1}{F} \sum_i F_i \ln(1 - \alpha_i)$

Diese Formel führt zu der eigenartigen Schlußfolgerung, daß die Anwesenheit einer beliebig kleinen, total absorbierenden Fläche ($\alpha=1$) die Nachhallzeit $T=0$ zur Folge hat. Berechnet man andererseits mittels der Gl. (15) und (15b) den Absorptionsgrad eines unbekannten Materials aus der Nachhallzeit gemäß dem Hallraumverfahren, so ergibt sich dieser stets zu weniger als 100%, wie es eigentlich sein müßte.

Wir werden nun zeigen, daß auch die von MILLINGTON und SETTE gegebene Ableitung auf den Mittelwert (15a) führt, wenn man eine der von den genannten Autoren benutzten Voraussetzungen ein wenig genauer formuliert.

Zunächst müssen wir wie üblich verlangen, daß in jedem Punkt des zur Rede stehenden Raumes die Schallausbreitung im Zeitmittel nach allen Richtungen gleichmäßig erfolgt, daß also keine Vorzugsrichtungen existieren. In diesem Fall ist die Energiedichte ortsunabhängig und es besteht zwischen der Energiedichte und der Energiestromdichte die bekannte Beziehung

$$S = w \cdot c/4. \quad (16)$$

S ist also im Zeitmittel ebenfalls ortsunabhängig. Im Sinne der Nachhallberechnung von MILLINGTON und SETTE betrachtet man nun ein einzelnes „Schallteilchen“ von der Energie E_0 , das im Mittel N -mal pro Sekunde auf die Raumwand mit der Gesamtfläche F auftrifft. Es gibt dadurch Anlaß zu einem auf die Wand treffenden Energiestrom von $FS = NE_0$ und ist mit einer mittleren Energiedichte von $w = E_0/V$ verknüpft. Beide Beziehungen ergeben zusammen mit Gl. (16)

$$N = cF/4V. \quad (17)$$

Unter diesen N sekundlichen Wandzusammenstößen seien N_i Zusammenstöße mit Wandteilen, welche einen Absorptionsgrad α_i haben. Dann hat das Schallteilchen nach t Sekunden noch die Energie

$$\begin{aligned} E(t) &= E_0(1 - \alpha_1)^{N_1 t} (1 - \alpha_2)^{N_2 t} \dots (1 - \alpha_m)^{N_m t} = \\ &= E_0 \exp \left[t \sum_i N_i \ln(1 - \alpha_i) \right]. \end{aligned} \quad (18)$$

MILLINGTON und SETTE nehmen nun an, daß die Zahl der sekundlichen Zusammenstöße des Teilchens mit der i -ten Wandpartie vom Absorptionsgrad α_i deren Flächeninhalt proportional ist; genauer

$$N_i = N \cdot F_i/F. \quad (19)$$

Aus den Gl. (17), (18) und (19) erhält man nun unter Beachtung der Definition der Nachhallzeit die Gl. (15), zusammen mit dem Mittelwert (15b).

Die Annahme (19) wird durch die im Anschluß an Gl. (16) gemachte Feststellung nahegelegt, wonach bei konstanter Energiedichte die im Zeitmittel auf eine Wandfläche, auffallende Energie nur von deren Flächeninhalt abhängt. Strenge Gültigkeit be-

sitzt sie indessen nicht; vielmehr werden die tatsächlichen Werte N_i um die durch Gl. (19) gegebenen Mittelwerte verteilt sein. Im folgenden werden wir also die Forderung (19) durch eine entsprechende Wahrscheinlichkeitsverteilung ersetzen. Um die Rechnung nicht zu sehr auszudehnen, beschränken wir uns auf den wichtigsten Fall zweier verschiedener Wandmaterialien mit den Absorptionsgraden α_1, α_2 und den Flächeninhalten F_1, F_2 .

Ein Alternativversuch, der nur die Ergebnisse 1 und 2 haben kann, werde N_0 -mal ausgeführt. Die Wahrscheinlichkeit dafür, daß unter den N_0 Einzelversuchen n das Resultat 1 haben, ist durch die Newtonsche Formel gegeben:

$$W(n) = \binom{N_0}{n} p^n (1-p)^{N_0-n}.$$

Dabei ist p die a-priori-Wahrscheinlichkeit für das Eintreffen des Resultats 1. Diese Formel wenden wir nun auf unser Problem an. In t Sekunden wird das Schallteilchen Nt -mal reflektiert; die Wahrscheinlichkeit dafür, daß sich darunter n Reflexionen an dem Wandmaterial 1 befinden, ist somit

$$W(n) = \binom{Nt}{n} \left(\frac{F_1}{F} \right)^n \left(\frac{F_2}{F} \right)^{Nt-n}. \quad (20)$$

Dabei wurde $p = F_1/F$ gesetzt. Die Berechtigung hierfür ergibt sich unmittelbar aus der elementaren Definition der Wahrscheinlichkeit. — Aus Gl. (20) folgt durch einfache Ausrechnung

$$\sum_{n=0}^{Nt} W(n) = 1, \quad \bar{n} = \sum_{n=0}^{Nt} n W(n) = Nt \frac{F_1}{F}.$$

Die Verteilung ist also normiert und ihr Mittelwert steht in Übereinstimmung mit der Gl. (19).

Andererseits hat unser Schallteilchen nach Nt Wandzusammenstößen, unter denen sich n Zusammenstöße mit dem Wandteil 1 befinden, noch die Energie

$$E_n(t) = E_0(1 - \alpha_1)^n (1 - \alpha_2)^{Nt-n}.$$

Der Abklingvorgang $E(t)$ errechnet sich nun als Erwartungswert der Funktion $E_n(t)$ bezüglich der Verteilung $W(n)$:

$$\begin{aligned} E(t) &= \sum_{n=0}^{Nt} E_n(t) W(n) = \\ &= E_0 \sum_{n=0}^{Nt} \binom{Nt}{n} \left[\frac{F_1}{F} (1 - \alpha_1) \right]^n \left[\frac{F_2}{F} (1 - \alpha_2) \right]^{Nt-n} \end{aligned}$$

und nach Anwendung des binomischen Lehrsatzes

$$E(t) = E_0 \left[\frac{F_1(1 - \alpha_1) + F_2(1 - \alpha_2)}{F} \right]^{Nt}.$$

Daraus wird wegen $F_1 + F_2 = F$

$$\begin{aligned} E(t) &= E_0 \left[1 - \frac{F_1 \alpha_1 + F_2 \alpha_2}{F} \right]^{Nt} = \\ &= E_0 (1 - \bar{\alpha}_{EY})^{Nt} = E_0 \exp [Nt \cdot \ln(1 - \bar{\alpha}_{EY})]. \end{aligned}$$

Dieser Ausdruck führt mit Gl. (17) wieder auf die Nachhallformel (15), jetzt aber zusammen mit dem nach EYRING gebildeten Mittelwert (15a). Für mehr als zwei verschiedene Wandmaterialien verläuft die Rechnung ganz analog.

Herrn Prof. Dr. E. MEYER, der die Anregung zu dieser Arbeit gab, habe ich für sein stets förderndes Interesse und für zahlreiche wertvolle Ratschläge zu danken. Ferner danke ich der Deutschen Forschungsgemeinschaft für die Zurverfügungstellung von Sachmitteln.

(Eingegangen am 26. März 1958.)

Schrifttum

- [1] JÄGER, S., Zur Theorie des Nachhalls. Sitzungsber. Akad. Wiss. Wien IIa, **120** [1911], 613.
- [2] SABINE, W. C., Collected Papers on Acoustics, Harvard University Press 1923.
- [3] WAETZMANN, E. und SCHUSTER, K., in Müller-Pouillet, Lehrbuch der Physik, 11. Aufl., Band I, Teil 3, S. 456, Braunschweig 1926.
- [4] EYRING, C. F., Reverberation time in dead rooms. J. acoust. Soc. Amer. **4** [1930], 217.
- [5] MILLINGTON, G., A modified formula for reverberation. J. acoust. Soc. Amer. **4** [1932], 69.
- [6] SETTE, W. J., A new reverberation formula. J. acoust. Soc. Amer. **4** [1932], 193.
- [7] CREMER, H. und L., Über die theoretischen Ableitungen der Nachhallgesetze. Akust. Z. **2** [1937], 225.
- [8] HUNT, F. V., BERANEK, L. L. und MAA, D. Y., Analysis of sound decay in rectangular rooms. J. acoust. Soc. Amer. **11** [1939], 80.
- [9] MEYER, E. und DRESTEL, H. G., Hallraumversuche mit gerichteten Sende- und Empfangsanlagen. Acustica **2** [1952], 161.

UNTERSUCHUNGEN ÜBER DIE UNTERSCHIEDSSCHWELLE EXPONENTIELLEN ABKLINGENS VON RAUSCHBANDIMPULSEN

von H.-P. SERAPHIM

III. Physikalisches Institut der Universität Göttingen

Zusammenfassung

Die Unterschiedsschwelle für zeitlich exponentielles Abklingen von Rauschbandimpulsen wurde gemessen und ihre Abhängigkeit von der Nachhallzeit, der Dynamik und der Frequenzlage des verwendeten Rauschbandes untersucht. Dem Meßverfahren lag die Konstanzmethode zugrunde.

Für Nachhallzeiten im Bereich der täglichen Erfahrung (T zwischen 0,5 und 2 s) und 40 phon Dynamik liegt die relative Unterschiedsschwelle bei 4%. Für längere und für kürzere Nachhallzeiten sind die Schwellenwerte größer. Veränderungen in der Dynamik beeinflussen den Schwellenwert nur wenig, so lange die Dynamik größer als 20 phon bleibt. Unterschreitet man diesen Wert, so wachsen die Schwellenwerte rasch an. Von der Frequenzlage des verwendeten Rauschbandes hängt die Unterschiedsschwelle nicht ab.

Summary

The difference-limens for exponential decay times of noise-band pulses are measured as well as their relationship to the reverberation time, the signal-to-noise ratio and the pitch range of the noise-band. The measurement was based on the "method of constant stimuli."

Reverberation times in the commonly experienced range — between 0.5 and 2 s — and 40 phons affect relative difference-limens by about 40%. Larger difference-limens, however, are obtained for shorter and longer reverberation times than the above. Changes in the signal-to-noise ratio — as long as the latter remains above 20 phons — have little effect. If, however, the signal-to-noise ratio is reduced below this value, the difference-limens increase rapidly. The pitch range of the noise-band has no effect.

Sommaire

On a mesuré le seuil de perceptibilité d'une différence de temps de réverbération en appliquant des impulsions de bruit et on a étudié la variation de ce seuil avec le temps de réverbération, la dynamique sonore et la position en fréquence de la bande de bruit. La méthode de mesure était basée sur la méthode de «stimulations constantes».

Pour des temps de réverbération de l'ordre de grandeur usuelle (T compris entre 0,5 et 2 secondes), et une dynamique sonore de 40 phones, le seuil de perceptibilité est environ 4 pour cent. Il est plus grand pour des temps de réverbération plus longs ou plus courts. Une variation de la dynamique sonore n'a que peu d'influence sur le seuil, tant que la dynamique sonore reste supérieure à 20 phones. Au-dessous de cette valeur le seuil augmente rapidement. Ce seuil ne dépend pas de la position en fréquence de la bande de bruit en cause.

1. Einleitung

Die gegenwärtigen Untersuchungen über den Nachhall und seine technische — wie auch künstlerische — Verwendung veranlassen die Frage nach der Größe des eben noch merkbaren Unterschiedes zweier Nachhallzeiten, also nach der Unterschiedsschwelle. Diese wird in der folgenden Arbeit untersucht.

2. Definition der Unterschiedsschwelle

Als Unterschiedsschwelle eines Reizes wird allgemein der Betrag der eben merkbaren Veränderung dieses Reizes definiert. Dabei wird die Bestimmung „eben merkbar“ dort durch zusätzliche Forderungen verschärft, wo es das Ziel der Untersuchung verlangt. So hat z. B. G. von BÉKÉSY in einer Untersuchung über die Unterschiedsschwellen exponentiell abklingender Töne den „eben deutlich merkbaren“ Unterschied bestimmt [1]. Durch diese Bedingung der Deutlichkeit wird dann eine Schwelle „der Sicherheit im Urteil“ bestimmt, wie sie D. M. JOHNSON unter dem Begriff der „confidence“ beschrieben und gemessen hat [2]. Seine Arbeit zeigt, daß diese Schwelle deutlich unterschieden ist von einer Schwelle „der Unterscheidbarkeit“, die sich bei ihm aus der „frequency of correct judgments“ ergibt. Den gleichen Unterschied bemerkt auch S. S. STEVENS zwischen einer „probability as degree of belief — that a man is willing to wager“ und einer „probability as the relative frequency of the occurrence of an event in a large sample“ [3].

Die in der allgemeinen Definition der Unterschiedsschwelle enthaltene Bestimmung „eben merkbar“ wird für die folgende Arbeit nicht durch einen Zusatz verschärft, es wird also die Schwelle der „Unterscheidbarkeit“ und nicht eine Schwelle der „Sicherheit im Urteil“ bestimmt. Damit ist die Unterschiedsschwelle genau so definiert wie die bekannten Schwellen der Tonhöhenunterscheidung [4], [5], der Unterscheidung von Lautstärken [5], [6] und von Zeitintervallen [7], [8]. Sie kann mit diesen direkt verglichen werden.

G. von BÉKÉSY hat in der genannten Untersuchung den Nachhall durch zeitlich exponentielles Abklingen angenähert. Die gleiche Näherung wird auch in der folgenden Arbeit verwendet. Raumeindruck und Halligkeitsempfinden werden dabei jedoch nur sehr unvollkommen vermittelt.

Da im täglichen Leben das Nachhallen von Klängen und Geräuschen weit häufiger auftritt, als das reiner Töne, wird hier die Unterschiedsschwelle exponentiellen Abklingens von Rauschbandimpulsen untersucht.

3. Die Meßmethode

Als Reiz im Sinne der allgemeinen Definition der Unterschiedsschwelle tritt hier die Zeitkonstante des

exponentiellen Abklingens auf. Häufigem Gebrauche folgend sollen die Zeitkonstanten durch die ihnen entsprechenden Nachhallzeiten bezeichnet werden. Die Nachhallzeit ist definiert als jenes Zeitintervall, innerhalb dessen die Schallenergie auf ihren 1 000 000-ten Teil, der Schallpegel also um 60 dB absinkt. Der Reiz besteht hier in einer zeitlichen Zustandsänderung des Schallfeldes.

Unter den bekannten Methoden zur Messung von Unterschiedsschwellen erwies sich die Konstanzmethode als besonders geeignet. Dabei wird ein Standardreiz paarweise mit verschiedenen Vergleichsreizen verglichen. Aus den Antworten der Beobachter gewinnt man die Wahrscheinlichkeit für ein richtiges Urteil als Funktion des Unterschiedes zwischen beiden Reizen. Aus dieser Wahrscheinlichkeitsfunktion entnimmt man den Schwellenwert. Als solcher gilt jener Unterschied der Reize, bei dem die Wahrscheinlichkeit für ein richtiges Urteil 75% erreicht [3]. Diese Methode geht auf FECHNER zurück, der sie unter dem Namen „Methode der richtigen und falschen Fälle“ eingeführt hat.

Die Meßvorschrift der Konstanzmethode läßt die Frage offen, ob die Antwort „Unentschieden“ gestattet werden soll, oder nicht; sie sagt ebenso nichts darüber aus, ob man die zu vergleichenden Reize nur je einmal darbieten soll, oder ob man das Reizpaar mehrfach wiederholt, bis sich der Beobachter entschieden hat. Es wurde mehrfache Darbietung der Reize gewählt, und die Antwort „Unentschieden“ wurde ausgeschlossen. Ein Kontrollversuch nach einer von GUILFORD [9] beschriebenen Methode hat gezeigt, daß mehrfache Darbietung — innerhalb der Meßgenauigkeit von 1% — den gleichen Schwellenwert liefert wie einmalige Darbietung.

4. Die Versuchsanordnung

Die Versuche wurden im freien Schallfeld ausgeführt, teils in einem stark gedämpften Raum, teils in einem reflexionsfreien Raum.

Die 526 Versuchspersonen waren bis auf wenige Ausnahmen Studenten. Es waren etwa zur Hälfte Naturwissenschaftler, etwa 10% Damen. Vor Beginn der Versuche wurden sie über den Versuchsablauf informiert und durch einige Vorversuche mit ihrer Aufgabe vertraut gemacht. Sie beobachteten in Gruppen zu 3 bis 7 Personen gleichzeitig.

Die einzelnen Reize bestanden aus einem 170 ms ($\pm 1\%$) langen Dauergeräusch, das ohne Knack in exponentielles Abklingen übergang. Die Dynamik — und damit die Zeit, während der das Abklingen wahrnehmbar ist — wurde durch einen definierten Rauschpegel gleichen Spektrums begrenzt und mit einem geeichten Schallpegelmessers kontrolliert. Bild 1 zeigt den zeitlichen Verlauf des Schallpegels im Versuchsraum.

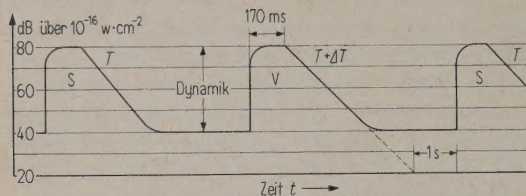


Bild 1. Impulsfolge bei den Hörversuchen. Die Beobachter hören ein Grundrauschen, das von den Impulsen übertönt wird. Die zu vergleichenden Nachhallzeiten wechseln ab.

Jedes Reizpaar wurde als Folge exponentiell abklingender Rauschbandimpulse über Lautsprecher dargeboten. In diesen Folgen wechselten die zu vergleichenden Nachhallzeiten miteinander ab. Jedes Reizpaar bestand aus Standardreiz S und Vergleichsreiz V. Die Standardreize variierten in 11 Stufen mit den Nachhallzeiten $T = 0,12$ s bis $T = 9$ s. Die Vergleichsreize variierten in 10 Stufen von 100 bis 118% der jeweiligen Standardreize. Die 110 möglichen Reizpaare wurden in einer festen Reihenfolge dargeboten. Diese ist so gewählt worden, daß die Ermüdung und die im Versuch erworbene Übung der Beobachter keine systematischen Fehler ergaben.

Während eines Versuches wurden S und V abwechselnd dargeboten. Die Beobachter wurden gebeten zu entscheiden, ob ihnen S oder V als „langsamer abklingend“, als „weniger steil“, erscheine. Andere Antworten als „S ist flacher“ oder „V ist flacher“ waren nach Art des Versuchsaufbaues nicht möglich.

Verschiedene Einrichtungen der automatischen Apparatur sorgten dafür, daß weder aus dem Beginn oder Ende des Versuches, noch aus der Kennzeichnung der Reize durch Signallichter, ein Schluß auf die richtige Antwort möglich war. Ebenfalls konnte so der Einfluß des Zeitfehlers ausgeglichen

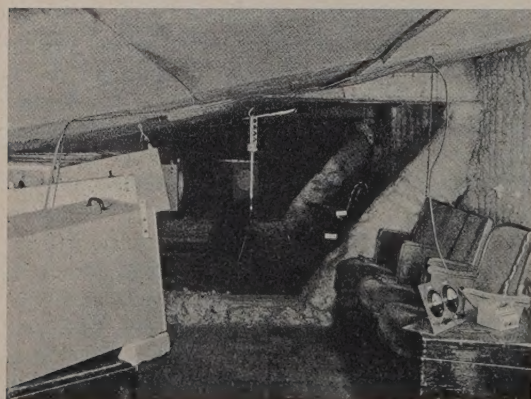


Bild 2. Blick in den Versuchsraum. Man erkennt links die Lautsprecher, in der Mitte die Signallampen, rechts die Beobachterplätze mit den Schaltkästen.

werden, der sich in Vorversuchen gezeigt hatte. Als Zeitfehler bezeichnet man die Erscheinung, daß zwei objektiv gleiche Reize in systematischer Weise als unterschiedlich empfunden werden, wenn sie in zeitlichem Abstand dargeboten wurden [10], [11], [12]. Beträgt die Zwischenzeit weniger als 3 s, so wird der erste Reiz in seiner Größe überschätzt. Bei größeren Zwischenzeiten wird er unterschätzt. Die gleiche Fehleinschätzung tritt auch dann noch auf, wenn die beiden Reize in ihrer Größe ein wenig verschieden sind.

Die Beobachter urteilten durch Umlegen eines Schalters. Um die Unabhängigkeit der Urteile gleichzeitig beobachtender Versuchspersonen zu gewährleisten, hielt jeder Beobachter ein eigenes Schaltkästchen in der Hand. Bild 2 zeigt einen Blick in den Versuchsraum. Man erkennt die Schaltkästen auf den Sesseln der Beobachter.

Es war vorauszusehen, daß 50 000 bis 60 000 Beobachtungen nötig sein würden, um eine ausreichende Genauigkeit zu erreichen (vgl. hierzu G. von BÉKÉSY [1] und GUILFORD [9]). Daher wurde die Anlage automatisiert. Sie konnte soweit vervollkommen werden, daß der Versuchsleiter seine eigene Versuchsperson sein konnte.

Alle Beobachter zusammen haben rund 54 000 Urteile abgegeben. Der Verfasser hat davon 27 000 Beobachtungen gemacht, die getrennt ausgewertet wurden. Innerhalb einer Versuchsserie wurde jedes Reizpaar 40mal oder öfter beurteilt. Damit können die bei derartigen Messungen üblichen Anforderungen an die Genauigkeit als erfüllt gelten [9].

Jede Versuchssitzung dauerte etwa 40 Minuten und enthielt rund 50 Versuche.

5. Die Meßapparatur

Die Ausgangsspannung eines Rauschgenerators wird verstärkt und einem Exponentialsteuerverstärker zugeleitet. Dieser läßt einen einstellbaren Energieanteil als dauerndes Grundrauschen durch. Die Verstärkung des anderen Teiles wird impulsförmig – mit exponentiellem Abklingen – gesteuert. Die Abklingzeit der Impulse wird durch eine Steuerspannung vorgeschrieben, die aus dem automatischen Steuerteil der Anlage zugeleitet wird. Ein nachgeschalteter Bandpaß filtert das gewünschte Frequenzband heraus. Das Signal wird durch Lautsprecher im Versuchsraum hörbar gemacht. Die Abweichungen des Abklings vom Exponentialgesetz waren innerhalb einer Dynamik von 60 dB kleiner als 1 dB, innerhalb des verwendeten Bereiches von 50 dB wesentlich kleiner. Bild 3 zeigt ein Blockschaltbild der Anlage. Die Signallampen dienten zur Kennzeichnung der Reize, die auf den Schaltkästchen der Beobachter eingestellten Antworten wurden von der Anlage nach „richtig“ und „falsch“ sortiert und angezeigt.

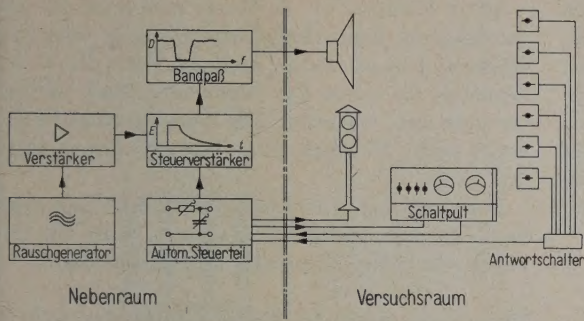


Bild 3. Blockschaltbild der Versuchsanordnung.

6. Die Ergebnisse

6.1. Die Unterschiedsschwelle bei „normalen Bedingungen“ als Funktion der Nachhallzeit

In der ersten Versuchsreihe wurde die Unterschiedsschwelle als Funktion der Nachhallzeit bestimmt. Das dazu verwendete Rauschband enthielt Frequenzen zwischen 800 und 1600 Hz. Die Anfangslautstärke des Signals betrug 80 phon, die des Grundrausches 40 phon („normale Bedingungen“). Die Gruppen der Beobachter brauchten für eine Entscheidung durchschnittlich 5- bis 6-malige Wiederholung der Reizpaare, der Verfasser entschied nach der ersten Wiederholung. Die Ergebnisse sind durch die untersten, für eine Dynamik von 40 dB gültigen Kurven der Bilder 4 und 5 dargestellt, und zwar getrennt für einen geübten Beobachter und für den Durchschnitt der ungeübten Beobachter.

Die Unterschiedsschwelle der Ungeübten liegt für den Bereich der täglichen Erfahrung (Nachhallzeiten zwischen 0,5 und 2 s) unter 4%. Für $T > 2$ s zeigt die Schwelle stetig auf 9% bei $T = 10$ s an. Im Bereich $T < 0,5$ s steigt der Schwellenwert für immer kürzere Nachhallzeiten zunehmend rascher und erreicht 12% bei $T = 0,2$ s.

Die Schwellenwerte für den geübten Beobachter (der Verfasser) liegen für den Bereich $0,6 < T < 3$ s bei 3%. Für $T > 3$ s steigen sie stetig auf 7% bei $T = 10$ s an. Im Bereich $T < 0,6$ s steigen sie für verminderte T zunehmend rascher und erreichen 10% für eine Nachhallzeit von 0,2 s.

Die relative Unterschiedsschwelle zeigt also in dem Bereich ein breites Minimum, in dem die Beobachter durch tägliche Erfahrung geschult sind. So wurden auch die längeren Nachhallzeiten stets als ungewohnt und fremd bezeichnet. Der Anstieg der Unterschiedsschwelle bei kleinen Nachhallzeiten ist schon durch G. von BÉKÉSY beschrieben worden [1]. Der Unterschied zwischen dem Geübten und den Ungeübten kann außer der Übung auch noch darin seinen Grund haben, daß der Geübte oft mit der Vorstellung urteilte, er schätzte Raumgrößen ab.

6.2. Die Unterschiedsschwelle als Funktion der Dynamik

In der zweiten Versuchsreihe wurde untersucht, wie die Unterschiedsschwelle von der Dynamik abhängt, und damit auch von der Zeit, während derer das Abklingen wahrnehmbar ist. Vorversuche haben gezeigt, daß sich innerhalb des untersuchten Bereiches (10 bis 40 dB) und der Fehlergrenzen von $\pm 1\%$ kein Unterschied ergibt, wenn man einmal die Dynamik durch Abschwächen des Signals, das andere Mal durch Anheben des Rauschpegels vermindert. Die Ergebnisse sind in den Bildern 4 und 5 dargestellt. Man erkennt, daß die Unterschiedsschwelle nur wenig von der Dynamik abhängt, solange diese größer als 20 dB bleibt. Erst wenn dieser Wert unterschritten wird steigen die Unterschiedsschwellen mit abnehmender Dynamik rasch an.

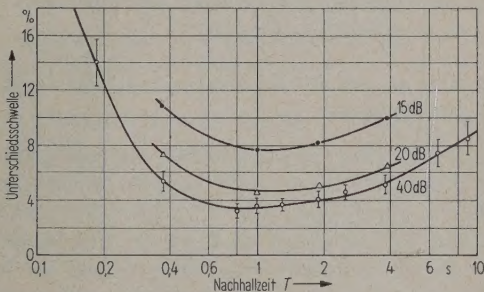


Bild 4. Relative Unterschiedsschwellen für exponentielles Abklingen von Rauschbandimpulsen als Funktion der Nachhallzeit mit der Dynamik als Parameter; Mittelwerte für 100 ungeübte Beobachter.

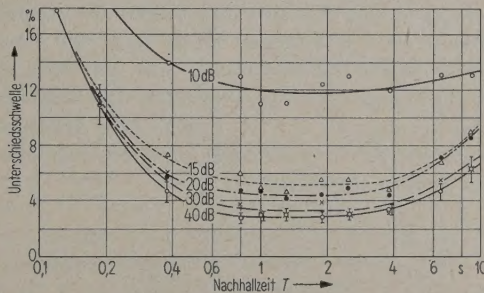


Bild 5. Relative Unterschiedsschwellen für exponentielles Abklingen von Rauschbandimpulsen als Funktion der Nachhallzeit mit der Dynamik als Parameter; ein geübter Beobachter.

An Hand dieser Ergebnisse läßt sich die Frage entscheiden, ob die Beobachter als Kriterium ihrer Entscheidung die Nachhallzeit (Geschwindigkeit des Abklingsens) oder jene Zeitdauer benutzt haben, während der das Abklingen wahrnehmbar ist. Bei Ver-

wendung des zuletzt genannten Kriteriums sollten alle Abklingvorgänge, welche die gleiche Zeit hindurch wahrnehmbar sind, auch gleiche Schwellenwerte liefern. Ein solcher Zusammenhang liegt nicht vor. Da der Wert der Unterschiedsschwelle für exponentielles Abklingen wesentlich kleiner ist als für Zeitintervalle (bei gleicher Meßmethode im Minimum 8%), scheiden auch alle Kriterien aus, die auf eine Zeitmessung hinauslaufen.

6.3. Die Unterschiedsschwelle als Funktion der Frequenz

In einer weiteren Versuchsreihe ist untersucht worden, welche Abhängigkeit die Schwellenwerte von der Frequenzlage des verwendeten Rauschbandes haben. Dazu wurden die Unterschiedsschwellen mit drei verschiedenen Rauschbändern von Oktavbreite gemessen (200 bis 400 Hz, 800 bis 1600 Hz, 3200 bis 6400 Hz). Innerhalb dieses Bereiches und der Fehlergrenzen von $\pm 0,7\%$ war keine Abhängigkeit von der Frequenz festzustellen.

6.4. Der Einfluß der Impulsdauer und der Impulsfolgefrequenz

Die Länge des Dauergeräusches, das dem Abklingen vorangeht, ist in einer besonderen Versuchsreihe in den Grenzen von 0,17 bis 1,5 s variiert worden. Ein Einfluß auf die Werte der Unterschiedsschwelle trat nicht auf. Diese Untersuchung hat der Verfasser als seine eigene Versuchsperson ausgeführt.

Schließlich wurde der Einfluß der Impulsfolgefrequenz untersucht. Auch diese Untersuchungen hat der Verfasser allein ausgeführt. Das Ergebnis ist in Bild 6 dargestellt. Man erkennt, daß die Schwellenwerte etwa um 2% ansteigen, wenn der Impulsabstand um 7 s verlängert wird. Dies gilt jedoch nur für Impulsabstände bis zu 10 s. Bei größeren Impulsabständen sind die Ergebnisse sehr stark von anderen Faktoren — z. B. Frische bzw. Müdigkeit des Beobachters — abhängig, und die Schwellenwerte steigen rascher an.

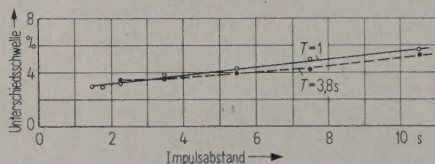


Bild 6. Relative Unterschiedsschwellen für exponentielles Abklingen von Rauschbandimpulsen für zwei Nachhallzeiten als Funktion des Impulsabstandes; ein geübter Beobachter.

Herrn Professor Dr. E. MEYER möchte ich für die Anregung zu dieser Arbeit und für viele wertvolle Hinweise danken. Ebenso danke ich Herrn Dr. G. R. SCHODDER für seinen Rat. Besonderen Dank schulde ich auch den insgesamt 526 Versuchsbeobachtern, durch deren Mitarbeit diese Untersuchungen möglich waren.

Der Deutschen Forschungsgemeinschaft und dem Norddeutschen Rundfunk, Hamburg, habe ich für die Bereitstellung finanzieller Mittel zu danken.

Bemerkung nach der Fertigstellung der Arbeit

Die hier mitgeteilten Ergebnisse wurden im Frühjahr 1957 vor der Nordwestdeutschen Physikalischen Gesellschaft vorgetragen und seither verfeinert. Im Herbst des gleichen Jahres hat E. KIRK auf einer Tagung der Acoustical Society of America Werte für die Unterschiedsschwelle von Tonimpulsen mitgeteilt. Er benutzte im wesentlichen das gleiche Meßverfahren, und seine Ergebnisse bestätigen die hier mitgeteilten in bezug auf die Unabhängigkeit der Schwellenwerte von der Frequenz. Eine Besonderheit im Versuchsaufbau stellt bei KIRK sicher, daß die Unterscheidbarkeit von Zeitintervallen keine Rolle spielen kann. Da seine Ergebnisse mit denen entsprechender Vorversuche des Verfassers übereinstimmen, bestätigen sie den Schluß, daß die Unterscheidung von Zeitintervallen auch in dieser Arbeit als Kriterium keine Rolle spielt. Die Unterschiedsschwellen liegen für reine Töne etwa um 1% höher als für Rauschbandimpulse.

(Eingegangen am 27. Februar 1958.)

Schrifttum

- [1] VON BÉKÉSY, G., Über die Hörsamkeit der Ein- und Ausschwingvorgänge mit Berücksichtigung der Raumakustik. Ann. Phys. Lpz. (5) 16 [1933], 844.
- [2] JOHNSON, D. M., Confidence and speed in the two-category-judgment. Arch. Psychol. Nr. 241 [1939].
- [3] STEVENS, S. S., Handbook of experimental psychology. J. Wiley & Sons, New York 1951.
- [4] RIESZ, R. R., Differential intensity sensitivity of the ear for pure tones. Phys. Rev. 31 [1928], 867.
- [5] VON BÉKÉSY, G., Zur Theorie des Hörens. Phys. Z. 30 [1929], 721.
- [6] STEVENS, S. S., MORGAN, C. T. und VOLKMAN, J., Theory of the neural quantum in the discrimination of loudness and pitch. Amer. J. Psychol. 54 [1941], 315.
- [7] BLAKELEY, W., The discrimination of short empty temporal interval. Ph. D. Diss., Univ. of Illinois 1933.
- [8] STOTT, L. H., The discrimination of short tonal durations. Ph. D. Diss., Univ. of Illinois 1933.
- [9] GUILFORD, J. P., Psychometric methods. McGraw-Hill Book Co., New York 1954.
- [10] KÖHLER, W., Zur Theorie des Successivvergleiches und der Zeitfehler. Psychol. Forsch. 4 [1923], 115.
- [11] LAUENSTEIN, O., Ansatz zu einer physiologischen Theorie des Vergleiches und der Zeitfehler. Psychol. Forsch. 17 [1932], 130.